

QUELLE POLARISierter IONEN NACH DEM LAMBSHIFT-VERFAHREN

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur
Erlangung des Doktorgrades

von
Helmut Treiber
aus
Nürnberg

1969

1970 P 150

QUELLE POLARISIRTER IONEN
NACH DEM
LAMBSHIFT-VERFAHREN

Digitized by the Internet Archive
in 2026

QUELLE POLARISierter IONEN NACH DEM LAMBSHIFT-VERFAHREN

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt
von
Helmut Treiber
aus
Nürnberg

Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Erlangen - Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung: 26. November 1969

Dekan: Universitätsprofessor Dr. F. Tichy

Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. R. Fleischmann

Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. G. Clausnitzer

	Seite
Zusammenfassung	1
EINLEITUNG	3
I. DAS LAMB-SHIFT-VERFAHREN	6
1. Energiezustände des Wasserstoffatoms	6
2. Der $2S_{1/2}$ - und der $2P_{1/2}$ -Zustand	13
3. Polarisation der metastabilen Atome	16
4. Prinzipielle Erzeugung eines Strahls polarisierter Ionen	18
5. Erzeugung des metastabilen Atomstrahls	19
6. Selektive Ionisation der metastabilen Atome	21
II. DIE APPARATUR	25
1. Prinzipiell	25
2. Ionenquelle und Ionenoptik	26
3. Der Cäsium-Umladekanal	28
4. Der Polarisiermagnet	30
5. Aussonderung geladener Teilchen	32
6. Der Argonkanal und Nachweis der negativen Ionen	34
III. MESSERGEBNISSE	38
1. Die positiven Ionenströme vor der Umladung	38
2. Die negativen Ionenströme nach der Argon- umladung	39

	Seit
3. Quenchen metastabiler Atome	40
4. Abhängigkeit vom Argondruck	43
4.1. Der Ionenstrom aus metastabilen Atomen	43
4.2. Der Ionenstrom aus Grundzustandsatomen	47
4.3. Metastabilanteil und Gütemaß $p^2 \cdot I$	50
5. Abhängigkeit vom Cäsiumdampfdruck	57
6. Abhängigkeit von der Energie	59
7. Umladung zu positiven Ionen	65
8. Die Energieabhängigkeit der Wirkungsquer- schnitte k und σ_{-0}	67
9. Erreichbare Ionenströme	68
IV. ANHANG	74
1. Bestimmung von k und σ_{-0}	74
1.1. Eigenschaften der Funktion (28)	74
1.2. Fehlerquellen	76
1.3. Berechnung der Targetdicke t	77
2. Vorschlag zum Anbau an den Tandem- beschleuniger	79
3. Das Differentialgleichungssystem für die Untergrundintensität	81
4. Konstanten	83
Literaturverzeichnis	84

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Entwicklung einer Ionenquelle zur Erzeugung polarisierter Protonen und Deuteronen nach dem "Lambshift"-Verfahren.

In einem Magnetfeld zwischen 550 und 600 Oe und einem elektrischen Feld von ca. 10 V/cm senkrecht dazu ist die Lebensdauer der Hyperfeinstrukturkomponenten des Wasserstoffatoms im ersten angeregten (metastabilen) Zustand ($2S_{1/2}$) verschieden groß. Diese Tatsache kann dazu benutzt werden, nur die Niveaus mit $m_J = + 1/2$ ganz oder teilweise zu besetzen. Die anderen Hfs-Niveaus zerfallen dabei über den $2P_{1/2}$ -Zustand in den Grundzustand ("quenchen"). Das hat eine Kernspinpolarisation des $2S_{1/2}$ -Zustands zur Folge.

Die metastabilen Atome werden durch Ladungsaustauschreaktionen von positiven Ionen in Cäsiumdampf erzeugt und nach Polarisation (Quenchen) in Argon zu negativ geladenen Teilchen ionisiert.

Untersucht wurde der Einfluß der magnetischen und elektrischen Felder auf den metastabilen Teilchenfluß. Es konnte ein Atomstrahl erzeugt werden, dessen Metastabilintensität nur Atome im Zustand $m_J = + 1/2$ enthielt. Dieser Metastabilanteil hat im Idealfall die maximal mögliche Polarisation.

Der negative Ionenstrom wurde in Abhängigkeit vom Cäsiumdampfdruck und vom Argondruck bei verschiedenen Energien gemessen. Aus dem Argondruck kann die Argon-Targetdicke berechnet werden. Maximales $P^2 \cdot I^-$ erhält man bei einer Argon-Targetdicke von

$1,9 \cdot 10^{-2}$ Torr · cm und bei einer Energie von 1000 eV für Deuteronen. Es konnten Ströme von 100 nA D^- am Quellenausgang im Dauerbetrieb erzielt werden; dafür kann ein $P^2 \cdot I$ von 6 nA angegeben werden. Der Strahl hat eine rechnerisch ermittelte Emittanz von $0,9 \text{ cm rad eV}^{1/2}$.

Aus der Abhängigkeit der negativen Ionenströme von der Argon-Targetdicke wurden die Wirkungsquerschnitte von Ladungsaustauschreaktionen im Energiebereich von 250 eV bis 1900 eV bestimmt.

Es ist geplant, die Apparatur als Quelle polarisierter Ionen für den Erlanger 12 MeV Tandem-van-de-Graaff-Beschleuniger zu verwenden.

EINLEITUNG

Zur Untersuchung von Kerneigenschaften, die von der Spinabhängigkeit der Kernkräfte verursacht werden, sind polarisierte Ionenstrahlen ein wertvolles Hilfsmittel.

Es sind zwei Verfahren bekannt, mit denen die Erzeugung eines polarisierten Teilchenstrahls in einer Ionenquelle möglich ist.

Bei dem von Fleischmann [1] vorgeschlagenem Verfahren wird ein Atomstrahl (Wasserstoff oder Deuterium) thermischer Energie in einem inhomogenen Magnetfeld in seine Stern-Gerlach-Komponenten räumlich getrennt, so daß ein Atomstrahl mit gleichgerichteten Kernspins entsteht, der durch Elektronenstoßionisation in einen polarisierten positiven Ionenstrahl überführt wird. Eine nach Weiterentwicklung dieses Grundgedankens [1a, 1b, 1c] arbeitende Quelle für polarisierte Ionen wird seit drei Jahren am Erlanger Tandembeschleuniger [2] und in vielen anderen Laboratorien benutzt [3] ¹⁾.

Lamb und Retherford [4] haben auf die Möglichkeit hingewiesen, das Wasserstoffatom mit Hilfe der Eigenschaften des metastabilen $2S_{1/2}$ -Zustands zu polarisieren. Zavoiskii [5] schlug vor, dies zur Erzeugung eines Strahls polarisierter Kerne anzuwenden. Bei diesem Verfahren wird ausgenutzt, daß nach einer Aufenthaltsdauer von $1 \cdot 10^{-7}$ s in einem Magnetfeld zwischen 550

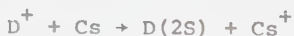
¹⁾ In [3] ist eine vollständige Literaturübersicht über polarisierte Quellen bis März 1967 angegeben.

und 600 Oe und einem schwachen elektrischen Feld senkrecht dazu H(2S)-Atome mit $m_J = -1/2$ (Lebensdauer $\sim 10^{-8}$ s) vollständig in den Grundzustand zerfallen sind, während H(2S)-Atome mit $m_J = +1/2$ (Lebensdauer $\sim 1,5 \cdot 10^{-5}$ s) dabei fast nicht beeinflusst werden. Ihr Kernspin ist nach adiabatischem Übergang ins schwache Magnetfeld polarisiert.

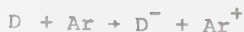
Der Effekt wird als "Selektives Quenchen" bezeichnet und in dieser Arbeit angewendet.

Das selektive Quenchen konnte erst nutzbar gemacht werden für polarisierte Ionenquellen, nachdem es gelang, metastabile Atomstrahlen genügender Intensität zu erzeugen und sie selektiv zu ionisieren. Beides geschieht mit Ladungsaustauschreaktionen [6], die von Donnally et al. [7,8] gefunden wurden.

Zur Erzeugung des metastabilen Atomstrahls [7] schickt man einen Deuteronenstrahl (oder Protonenstrahl halber Energie, d.h. mit gleicher Geschwindigkeit) durch Cäsiumdampf, um die folgende Reaktion zu erzielen:



Zur Umladung in negative Ionen [8] schickt man den polarisierten metastabilen Atomstrahl durch Argon. Durch Reaktion



werden Deuteriumatome im $2S_{1/2}$ -Zustand bei 1000 eV und Wasserstoffatome im $2S_{1/2}$ -Zustand bei 500 eV mit guter Selektivität

tät zu negativen Ionen umgeladen. Dagegen werden Atome im $1S_{1/2}^-$ Zustand, die nicht polarisiert sind, nur zu einem kleinen Bruchteil umgeladen.

Der Nachweis der Kernspinpolarisation eines mit selektivem Quenchen polarisierten und durch die Ladungsaustauschreaktionen erzeugten Ionenstrahls wurde fast gleichzeitig von Drake [9] und Cesati [10] veröffentlicht. Inzwischen sind weitere Lambshiftquellen entwickelt worden [11 - 14] und soweit bekannt, ist eine an einem Tandembeschleuniger in Betrieb [15].

In der weiteren Entwicklung der Lambshiftquellen wurden Verfahren (Nulldurchgang mit zweimaligem selektiven Quenchen [16], "Spinfilter" [17]) gefunden, den Polarisationsgrad der Ionen zu erhöhen.

Lambshiftquellen sind aufgrund ihrer guten Eigenschaften (negative Ionen, hohe Ströme, kleine Emittanz) für Tandembeschleuniger als Quelle polarisierter Ionen gut geeignet. Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung einer Lambshiftquelle, die anstelle der Atomstrahlquelle am Erlanger Tandembeschleuniger verwendet werden kann, und eine Untersuchung des Lambshiftverfahrens zur Ermittlung der optimalen Betriebsbedingungen. Dazu wurden die gekoppelten Reaktionen



in Abhängigkeit vom Cäsiumdampfdruck, vom Argondruck und von der Energie der Deuteronen untersucht.

I. DAS LAMB-SHIFT-VERFAHREN

I.1. Energiezustände des Wasserstoffatoms

Die Lösung der Dirac-Gleichung liefert für die Bindungsenergie des Elektrons im Wasserstoffatom [18]:

$$(1) \quad \frac{W}{mc^2} = \left[1 + \left(\frac{\alpha Z}{n - k + \sqrt{k^2 - \alpha^2 k^2}} \right)^2 \right]^{-1/2} - 1$$

n = Hauptquantenzahl

$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$ = Feinstrukturkonstante

$k = j + 1/2$, kann die Werte $1, 2, \dots, n$ annehmen.

Zu jedem k oder j , ausgenommen $k = n$, gibt es zwei mögliche Werte der Bahndrehimpulsquantenzahl $l = j + 1/2$ und $l = j - 1/2$ (für $k = n$ nur $l = j - 1/2 = n - 1$).

Für jedes n gibt es $2n^2$ unabhängige Zustände. Paare von Zuständen mit $l = j \pm 1/2$ haben nach der Dirac-Theorie die gleiche Energie. Experimentell wurden Abweichungen von dieser Entartung gefunden [4]; sie können durch Strahlungskorrekturen (Lambshift) erklärt werden [18]. Nach der Entwicklung von (1) nach $(\alpha Z)^2$ bis zum zweiten Glied (αZ ist klein) erhält man folgende Energieniveaus (Paulinäherung):

$$(2) \quad W = - \frac{Z^2}{n^2} \left[1 + \frac{(\alpha Z)^2}{n} \left(\frac{1}{k} - \frac{3}{4n} \right) \right] Ry$$

$$Ry = \frac{e^2 m}{2 \hbar^2} = 1/2 \alpha^2 mc^2 \quad (\text{Rydbergenergieeinheit})$$

Dazu müssen nach [18] folgende Beträge addiert werden:

$$(a) \Delta E(n,0) = \frac{8Z^4}{n^3} \frac{\alpha^3}{3\pi} R_y \left[2 \log \frac{1}{2\alpha} + \log \frac{Z^2 R_y}{K_0(n,0)} + \frac{19}{30} \right] \text{ für } l=0$$

(3)

$$(b) \Delta E(n,l) = \frac{8Z^4}{n^3} \frac{\alpha^3}{3\pi} R_y \left[\log \frac{Z^2 R_y}{K_0(n,l)} + \frac{3}{8} \frac{C_{ej}}{2l+1} \right] \text{ für } l \neq 0$$

$$c_{lj} = \begin{cases} (l+1)^{-1} & \text{für } j = l + 1/2 \\ -l^{-1} & \text{für } j = l - 1/2 \end{cases}$$

$$\frac{K_0(n,0)}{Z^2 R_y} \approx 1 \quad \frac{K_0(n,1)}{Z^2 R_y} \approx 17$$

Für ein gegebenes n tritt der größte Beitrag nach (3a) beim $S_{1/2}$ -Zustand auf; er beträgt etwa 10 % der Feinstrukturaufspaltung der $j = 1/2$ und $j = 3/2$ Niveaus, während die Energieverschiebung aller $j > 1/2$ Niveaus etwa 0,2 % der entsprechenden j und $(j+1)$ -Niveaus beträgt. Der für diese Arbeit besonders interessierende Energiezustand des Wasserstoffatoms mit $n = 2$ hat folgende Feinstruktur-niveaus (Abbildung 1).

Jeder Feinstrukturterm mit der Quantenzahl j spaltet infolge magnetischer und elektrischer Wechselwirkung zwischen Atomkern und Elektronenhülle in ein Hyperfeinstruktur-Termmultiplett auf, das so viele Hfs-Terme besitzt, wie es Einstellmöglichkeiten zwischen den Drehimpulsvektoren $\vec{I}$ und $\vec{J}$ gibt.

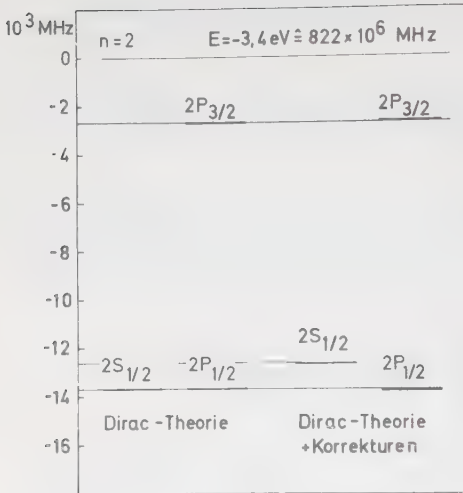


Abbildung 1: Die Energieniveaus des Wasserstoffatoms im Zustand $n = 2$ ohne (linke Hälfte) und mit Korrekturen (rechte Hälfte). Die Energieverschiebung des $2S_{1/2}$ -Zustands durch den Korrekturterm (3a) beträgt ca. 10 % der Feinstrukturaufspaltung der $j = 1/2$ und $j = 3/2$ Niveaus, während die Energieverschiebung der $2P_{1/2}$ und $2P_{3/2}$ Niveaus nur 0,2 % der Feinstrukturaufspaltung beträgt.

Das sind beim Wasserstoffatom $2J + 1$ Hfs-Terme mit den Gesamtdrehimpulsquantenzahlen $F = I + 1/2$ und $F = I - 1/2$, die in einem Magnetfeld in $(2F + 1)$ Zeeman-Terme aufspalten. Ihre von der Magnetfeldstärke abhängigen Energien werden durch die "Breit-Rabi-Formel"

[19] in guter Näherung bei Vernachlässigung der Energie, die vom magnetischen Moment des Kerns herrührt, wiedergegeben:

$$(4) \quad W = -\frac{\Delta W}{2(2I+1)} \pm \frac{\Delta W}{2} \sqrt{1 + \frac{4m}{2I+1} x + x^2}$$

$$x = \frac{(g_J - g_I) \mu_B}{\Delta W} H = H/H_C \quad m = (I + 1/2), \dots, -(I + 1/2)$$

ΔW ist der Energieunterschied der Hfs-Terme, W bezieht sich auf den Energieschwerpunkt der Hfs-Terme. In Abbildung 2 sind die Breit-Rabi-Diagramme für das Wasserstoffatom und für das Deuteriumatom im $2S_{1/2}$ -Zustand maßstabgetreu dargestellt:

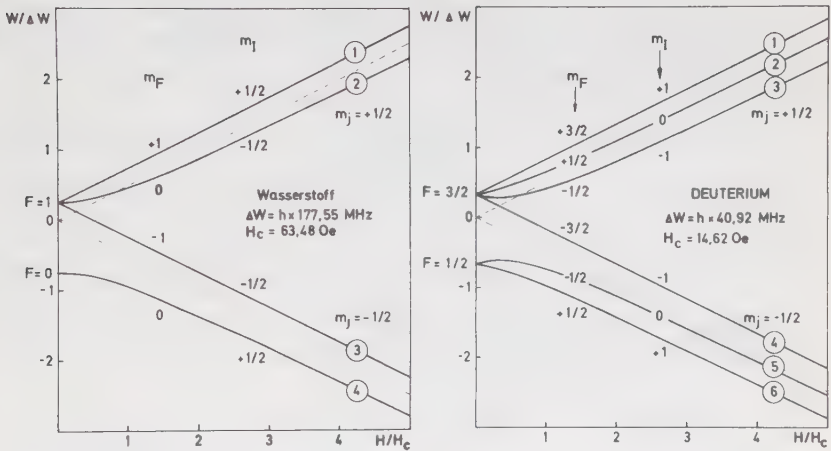


Abbildung 2: Das Breit-Rabi-Diagramm des Wasserstoff- und des Deuteriumatoms

Das Prinzip aller polarisierten Ionenquellen beruht auf der Erzeugung einer unterschiedlich starken Bevölkering der vier (bzw. sechs) Zeeman-Terme.

Im schwachen Magnetfeld sind Elektronenhülle und Kernspin fest aneinander gekoppelt; ihr Gesamtdrehimpuls $\vec{F}$ stellt sich als Ganzes zum äußeren Magnetfeld in $(2F + 1)$ Zeeman-Terme mit den Quantenzahlen $m_F = F, F - 1, \dots, -F$ ein. Im starken Magnetfeld sind Elektronenhülle und Kernspin entkoppelt und stellen sich unabhängig voneinander mit den Quantenzahlen $m_J = J, J - 1, \dots, -J$ und $m_I = I, I - 1, \dots, -I$ zum äußeren Feld in

$(2J+1)(2I+1)$ Zeeman-Niveaus ein. Der Übergang vom schwachen ins starke Magnetfeld (und auch umgekehrt) vollzieht sich so, daß die magnetische Quantenzahl m eines Zeeman-Terms erhalten bleibt; im schwachen Feld gilt $m = m_F$, im starken Feld gilt $m = m_I + m_J$. Die folgende Tabelle 1 zeigt eine Übersicht der verschiedenen Spinzustände der Wasserstoffatome in verschiedenen starken Magnetfeldern:

Wasserstoff								
Z	ohne Feld	Übergangsbereich	st. F.	$W_{\uparrow}$	$W_{\downarrow}$	P		
1	$ \uparrow\uparrow\rangle$	$ \uparrow\uparrow\rangle$	$ \uparrow\uparrow\rangle$	1/4	0	+1		
2	$\sqrt{1/2} \downarrow\uparrow\rangle + \sqrt{1/2} \uparrow\downarrow\rangle$	$a \downarrow\uparrow\rangle + b \uparrow\downarrow\rangle$	$ \uparrow\downarrow\rangle$	$a^2/4$	$b^2/4$	$a^2 - b^2$		
3	$ \downarrow\downarrow\rangle$	$ \downarrow\downarrow\rangle$	$ \downarrow\downarrow\rangle$	0	1/4	-1		
4	$\sqrt{1/2} \downarrow\uparrow\rangle - \sqrt{1/2} \uparrow\downarrow\rangle$	$b \downarrow\uparrow\rangle - a \uparrow\downarrow\rangle$	$ \downarrow\uparrow\rangle$	$b^2/4$	$a^2/4$	$b^2 - a^2$		
Deuterium								
Z	ohne Feld	Übergangsbereich	st. F.	$W_{\uparrow}$	$W_{\rightarrow}$	$W_{\downarrow}$	P_3	P_{33}
1	$ \uparrow\uparrow\rangle$	$ \uparrow\uparrow\rangle$	$ \uparrow\uparrow\rangle$	1/6	0	0	+1	1
2	$\sqrt{1/3} \downarrow\uparrow\rangle + \sqrt{2/3} \uparrow\rightarrow\rangle$	$a \downarrow\uparrow\rangle + b \uparrow\rightarrow\rangle$	$ \uparrow\rightarrow\rangle$	$a^2/6$	$b^2/6$	0	a^2	$1-3b^2$
3	$\sqrt{2/3} \downarrow\rightarrow\rangle + \sqrt{1/3} \uparrow\downarrow\rangle$	$c \downarrow\rightarrow\rangle + d \uparrow\downarrow\rangle$	$ \uparrow\downarrow\rangle$	0	$c^2/6$	$d^2/6$	$-d^2$	$1-3c^2$
4	$ \downarrow\downarrow\rangle$	$ \downarrow\downarrow\rangle$	$ \downarrow\downarrow\rangle$	0	0	1/6	-1	1
5	$\sqrt{1/3} \downarrow\rightarrow\rangle - \sqrt{2/3} \uparrow\downarrow\rangle$	$d \downarrow\rightarrow\rangle - c \uparrow\downarrow\rangle$	$ \downarrow\rightarrow\rangle$	0	$d^2/6$	$c^2/6$	$-c^2$	$1-3d^2$
6	$\sqrt{2/3} \downarrow\uparrow\rangle - \sqrt{1/3} \uparrow\rightarrow\rangle$	$b \downarrow\uparrow\rangle - a \uparrow\rightarrow\rangle$	$ \downarrow\uparrow\rangle$	$b^2/6$	$a^2/6$	0	b^2	$1-3a^2$

Tabelle 1: Die vom Magnetfeld abhängigen Spinzustände der Wasserstoffatome

Dabei gibt $\uparrow \downarrow$ die Spinstellung des Hüllenelektrons und $\rightarrow +$ die Spinstellung des Kerns zum Magnetfeld an. W sind die auf alle möglichen Zustände bezogenen Wahrscheinlichkeiten, die als Index angegebene Kernspineinstellung vorzufinden. Wenn man diese Wahrscheinlichkeiten auf jedes Zeeman-Niveau bezieht, bekommt man den Polarisationsgrad jedes Einzelniveaus gemäß den

Definitionen [20]:

$$(5) \quad P = P_3 = N_+ - N_- \quad P_{33} = 1 - 3N_0$$

Die Entwicklungskoeffizienten a' , b' , a , b , c , d hängen vom Magnetfeld ab. Dadurch ändert sich der Polarisationsgrad jedes Zeeman-Niveaus ebenfalls mit der Magnetfeldstärke. Die Magnetfeldabhängigkeit dieser Koeffizienten ist allgemein gegeben [21] durch:

$$(6) \quad |a_{m_F}|^2 = \left[1 + \frac{\left(\frac{1}{2I+1}\right)^2 \left(I + m_F + \frac{1}{2}\right) \left(I - m_F + \frac{1}{2}\right)}{\left(\frac{m_F}{2I+1} + \frac{x}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{1 + \frac{4m_F}{2I+1} x + x^2}\right)^2} \right]^{-1}$$

Für das Wasserstoffatom wird

$$(7) \quad a' = \left| a(m_F=0, I=\frac{1}{2}) \right| = + \left[1 + \frac{1}{(x - \sqrt{1+x^2})^2} \right]^{-\frac{1}{2}}$$

bei großen Feldern (x groß) Null und geht bei kleinen Feldern ($x \rightarrow 0$) in den Clebsch-Gordan-Koeffizient $\sqrt{1/2}$ über. Die Entwicklungskoeffizienten für das Deuteriumatom

$$(8) \quad a = \left| a(m_F=\frac{1}{2}, I=1) \right| = + \left[1 + \frac{8}{9(\frac{1}{3} + x - \sqrt{1 + \frac{2}{3}x + x^2})^2} \right]^{-\frac{1}{2}}$$

$$c = \left| a(m_F=-\frac{1}{2}, I=1) \right| = + \left[1 + \frac{8}{9(\frac{1}{3} + x - \sqrt{1 - \frac{2}{3}x + x^2})^2} \right]^{-\frac{1}{2}}$$

werden bei großen Feldern Null und gehen bei kleinen Feldern in die Clebsch-Gordan-Koeffizienten $a = \sqrt{1/3}$ und $c = \sqrt{2/3}$

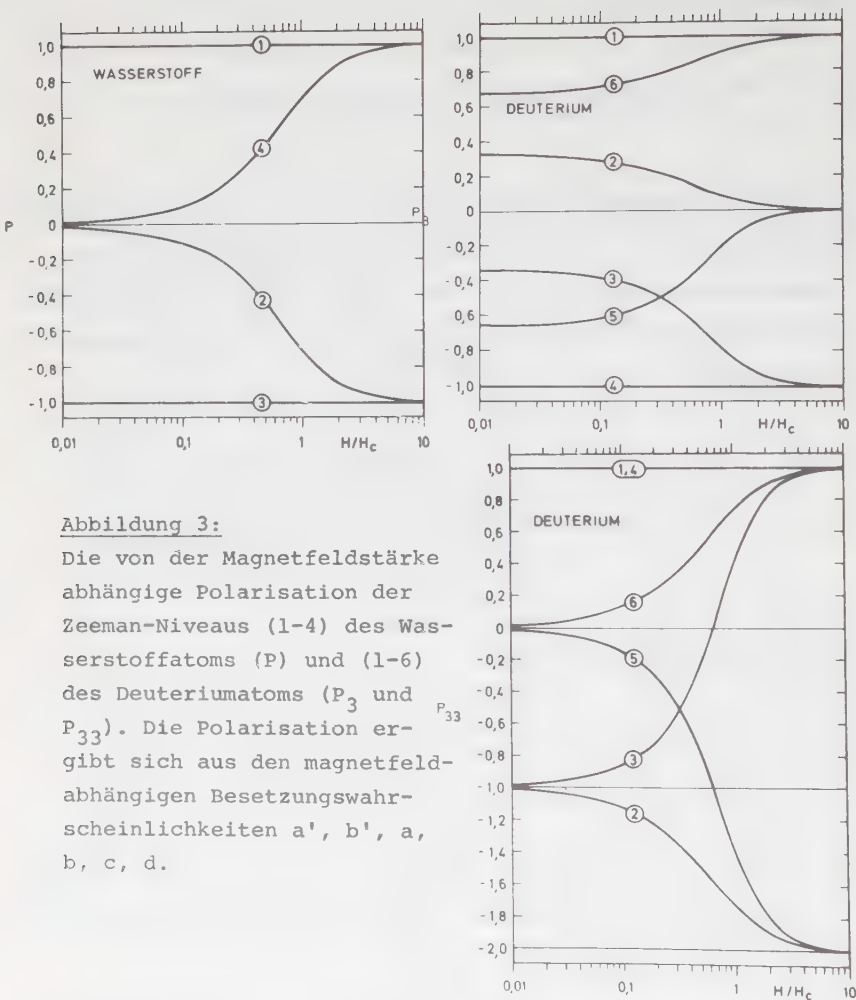


Abbildung 3:

Die von der Magnetfeldstärke abhängige Polarisation der Zeeman-Niveaus (1-4) des Wasserstoffatoms (P) und (1-6) des Deuteriumatoms (P_3 und P_{33}). Die Polarisation ergibt sich aus den magnetfeldabhängigen Besetzungswahrscheinlichkeiten a' , b' , a , b , c , d .

über. Die Koeffizienten sind untereinander durch die Normierungsbedingung $b^2 = 1 - a^2$ und $d^2 = 1 - c^2$ verknüpft. Abbildung 3 zeigt den vom Magnetfeld abhängigen Verlauf der Polarisationsgrade der Zeeman-Niveaus der Wasserstoffatome.

I.2. Der $2S_{1/2}$ - und der $2P_{1/2}$ -Zustand

Die Zeeman-Niveaus mit $m_J = -1/2$ und $m_J = +1/2$ der durch die Lambshift getrennten Zustände $2S_{1/2}$ und $2P_{1/2}$ haben in einem Magnetfeld von ca. 574 Oe die gleiche Energie (Abbildung 4). Diese Tatsache hat einen Einfluß auf die Lebensdauer der $2S_{1/2}$ -Zustände, der zu einer verschieden starken Besetzung der Zeeman-Niveaus ausgenutzt werden kann. Der $2P_{1/2}$ -Zustand zerfällt durch Dipolstrahlung in den Grundzustand [18]. Seine Lebensdauer beträgt $1,595 \cdot 10^{-9}$ Sekunden. Der $2S_{1/2}$ -Zustand hat verschiedene, mehr oder weniger stark verbotene Möglichkeiten, in den Grundzustand überzugehen und ist deshalb metastabil. Die Lebensdauer des ungestörten $2S_{1/2}$ -Zustands von 0,123 Sekunden [22] wird von einem Zwei-Photonen-Zerfall bestimmt. Sie ist verglichen mit der des $2P_{1/2}$ -Zustands extrem lang. Bei der Abwesenheit jeder Störung durch elektrische und magnetische Felder zerfallen die beiden Zustände unabhängig voneinander. In Gegenwart einer elektrischen Feldstärke $|\mathcal{E}|$ tritt infolge Starkeffekt eine Mischung der beiden Zustände ein, die eine kürzere Lebensdauer des $2S_{1/2}$ -Zustands zur Folge hat. Man bezeichnet das als Quenchen des metastabilen Zustands. Bei klei-

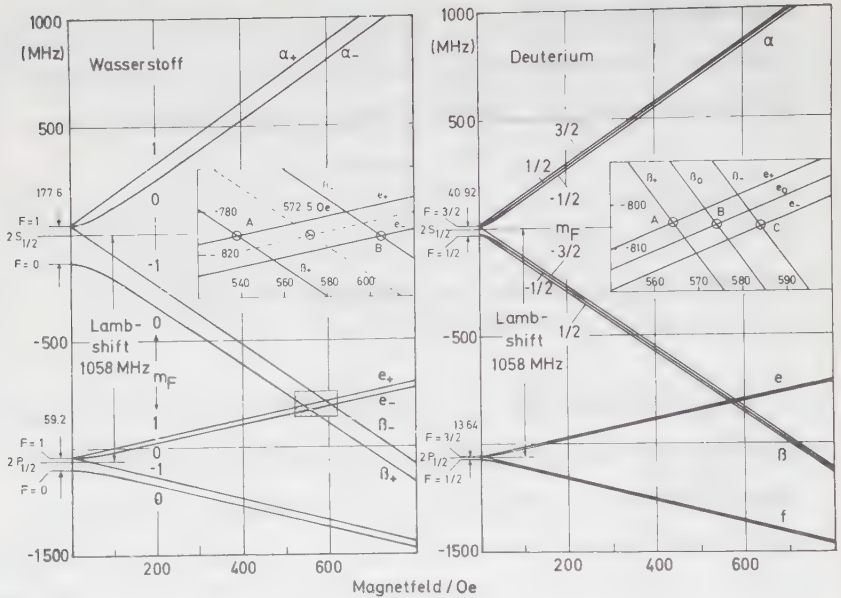


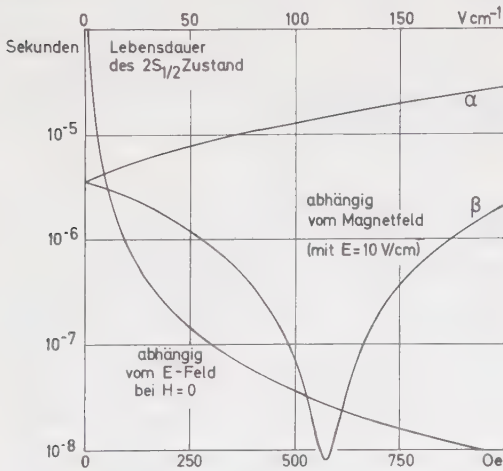
Abbildung 4: Maßstabgetreue Darstellung der Breit-Rabi-Diagramme der durch die Lambshift getrennten Zustände $2S_{1/2}$ und $2P_{1/2}$ für das Wasserstoffatom und für das Deuteriumatom. Bei 538 und 605 Oe (H-Atom) und bei 564, 574, 584 Oe (D-Atom) haben die mischungsfähigen β - und e -Zustandskomponenten die gleiche Energie. Der Abstand zum Grundzustand beträgt $3,1 \cdot 10^9 L$ (L = Lambshift = 1058 MHz).

Die von Lamb und Retherford eingeführte Benennung der Zustände ist allgemein üblich geworden. Danach werden die $2S_{1/2}$ -Zustände mit α ($m_J = +1/2$) und β ($m_J = -1/2$), die entsprechenden $2P_{1/2}$ -Zustände mit e und f bezeichnet.

nen Feldstärken $|\mathcal{E}| = E$ ("klein" soll bedeuten, daß der Stark-Effekt klein bleibt verglichen mit der Feinstrukturaufspaltung) wird der in Abbildung 5 dargestellte Verlauf der Lebensdauer als Funktion der elektrischen Feldstärke E durch die folgende Formel wiedergegeben [3,4]:

$$(9) \quad \tau_s = \left(\frac{E}{475 \text{ V/cm}} \right)^{-2} \cdot \tau_p = \left(\frac{19 \text{ V/cm}}{E} \right)^2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$$

In einem Magnetfeld und einem dazu senkrechten elektrischen Feld mischen die Zustände α und f sowie β und e . Die $2S_{1/2}$ -Zustände α und β haben dann eine von der Magnetfeldstärke ab-



hängige unterschiedliche Lebensdauer, weil sich die Energieabstände der mischungsfähigen Niveaus mit dem Magnetfeld ändern (Abbildung 4). Bei 574 Oe kreuzt der β -Zustand den e -Zustand und hat dort seine kürzeste Lebensdauer, während die Lebensdauer des α -Zustands bei steigender Magnetfeldstärke immer größer

Abbildung 5: Lebensdauer des $2S_{1/2}$ -Zustands in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke bei $H = 0$ und der α - und β -Komponenten in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke bei $E = 10 \text{ V/cm}$

wird. Das Verhältnis der Lebensdauern der beiden $2S_{1/2}$ -Unterzustände ist bei 574 Oe am größten: $\tau_\alpha / \tau_\beta = 1630$ ($E = 10 \text{ V/cm}$).

Die Abhängigkeit der Lebensdauern ist gegeben durch [3]

$$(10) \quad \tau_s = \frac{1,13}{E^2} \left[(574 \pm H)^2 + 716 \right] \cdot 10^{-9} \text{ s},$$

wobei sich das + Zeichen auf den α -Zustand und das - Zeichen auf den β -Zustand bezieht.

Die minimale Lebensdauer der verschiedenen β -Komponenten der Hfs-Niveaus treten bei folgenden Feldstärken auf: 538,2 Oe [22a] und 605,3 Oe [22b] beim Wasserstoffatom, 564, 574 und 584 Oe beim Deuteriumatom (Abbildung 4).

1.3. Polarisation der metastabilen Atome

Die Ausnützung der in Abbildung 5 dargestellten Abhängigkeit der Lebensdauern des α - und des β -Zustands vom Magnetfeld wurde schon von Lamb 1950 [4] zur Erzeugung einer verschieden starken Bevölkerung der Zeeman-Niveaus vorgeschlagen, die eine Kernspinpolarisation der metastabilen Atome zur Folge hat. Eine Aufenthaltsdauer von $1 \cdot 10^{-7}$ sec in einem Magnetfeld zwischen 540 und 610 Oe bei einem elektrischen Feld von 10 V/cm senkrecht dazu an einem der Kreuzungspunkte A, B und C in Abb. 4 genügt, um mehr als 99,3 % aller β -Zustandsatome in den Grundzustand zu quenchen; dabei bleiben 99,3 % aller α -Zustandsatome im metastabilen $2S_{1/2}$ -Zustand erhalten. Fast alle verbleibenden metastabilen Atome befinden sich nach diesem "Selektiven Quenchen" im α -Zustand.

Der Kernspin dieser α -Zustandsatome ist nach einem adiabatischen Übergang in ein schwaches Magnetfeld [23,24] polarisiert. Der Polarisationsgrad hängt von der Stärke des verbleibenden Magnetfeldes ab, das zur Definition einer Quantisierungsachse notwendig ist. Er kann aus Tabelle 1 entnommen werden und ist in Abbildung 6 dargestellt. Für Wasserstoff ist $P = a'^2$; für Deuterium ist die Vektorpolarisation $P_3 = 1/3 (a^2 + c^2)$ und die Tensorpolarisation $P_{33} = a^2 - c^2$. Eine dem selektiven Quenchen folgende schnelle, nichtadiabatische Vorzeichenänderung des Magnetfeldes erzeugt eine Umbesetzung der Hfs-Niveaus [16].

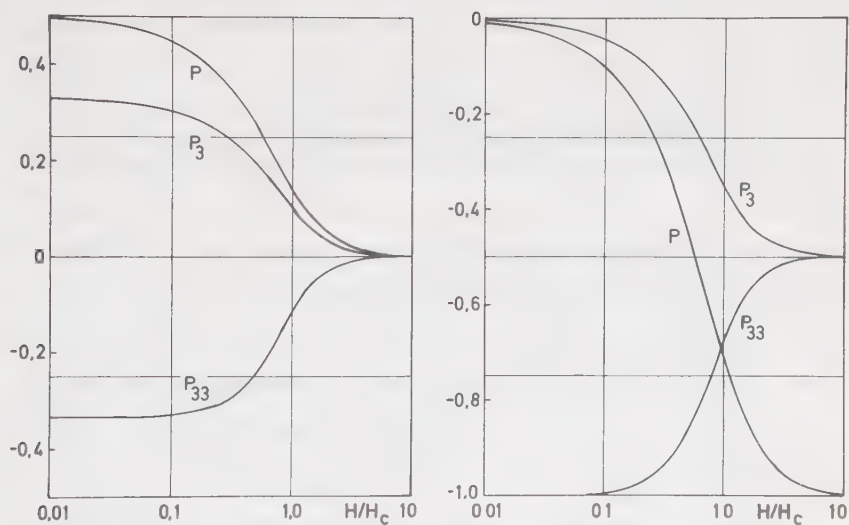
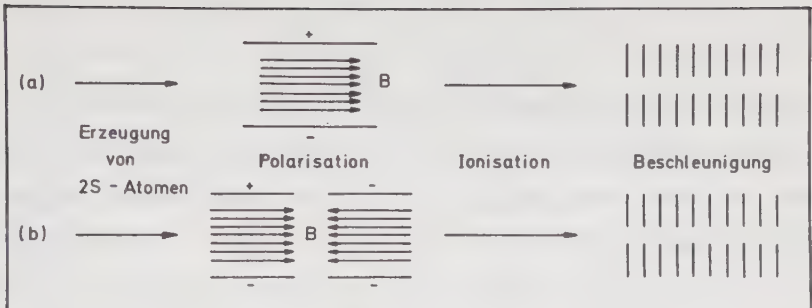


Abbildung 6: Die Abhängigkeit der Kernspinpolarisation P der metastabilen Wasserstoffatome und der Vektorpolarisation P_3 und Tensorpolarisation P_{33} der metastabilen Deuteriumatome in Abhängigkeit vom Magnetfeld nach einmaligem selektiven Quenchen (linkes Bild) und nach zweimaligem selektiven Quenchen mit nichtadiabatischer Richtungsumkehr des Magnetfeldes (Sona-Übergang) (rechtes Bild).

Es sind dann die Niveaus 2 und 3 des Wasserstoffatoms bzw. 2, 3 und 4 des Deuteriumatoms besetzt, die einem nochmaligen selektiven Quenchprozeß unterworfen werden können. Danach hat man eine vom Magnetfeld abhängige Kernspinpolarisation (Abbildung 6) der metastabilen Wasserstoffatome von $P = 2a'^2 - 1$ und der metastabilen Deuteriumatome von $P_3 = 1/2 (a^2 + c^2 - 1)$ und $P_{33} = 1/2 (3a^2 - 3c^2 - 1)$. Mit zweimaligem selektiven Quenchen und Umkehr der Magnetfeldrichtung (Sona-Übergang) läßt sich der Betrag der Kernspinpolarisation der metastabilen Atome wesentlich erhöhen [25,26].

I.4. Prinzipielle Erzeugung eines Strahls polarisierter Ionen

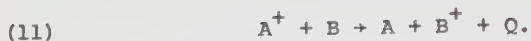
Diese Methode des einmaligen bzw. zweimaligen selektiven Quenchens, um metastabile Wasserstoffatome zu polarisieren, kann zur Erzeugung eines polarisierten Ionenstrahls angewendet werden. Dazu schickt man einen Strahl von Wasserstoffatomen im $2S_{1/2}$ -Zustand durch eine Anordnung von magnetischen und elektrischen Feldern zum selektiven Quenchen, ionisiert dann die metastabilen Atome, die jetzt eine Kernpolarisation haben und beschleunigt sie weiter [5,6]. Dabei müssen die Geschwindigkeit des Atomstrahls und die Dimensionen der Felder so aufeinander abgestimmt werden, daß die Verweilzeit der metastabilen Atome im Magnetfeld ca. $1 \cdot 10^{-7}$ sec beträgt. Außerdem müssen die Magnetfeldstärkeänderungen (mit Ausnahme des Nulldurchgangs bei der Richtungsumkehr) adiabatisch sein [23,24].



Polarisierte Ionenquellen, die nach dem beschriebenen Lambshift-verfahren des selektiven Quenchens arbeiten, konnten erst gebaut werden, nachdem metastabile Atomstrahlen genügend hoher Intensität erzeugt werden konnten und nachdem ein Verfahren gefunden wurde, die metastabilen Atome zu ionisieren. Dabei darf der Ionisationsprozeß nur selektiv für die metastabilen Atome wirksam sein und muß Grundzustandsatome unberührt lassen, die der Strahl schon bei der Erzeugung der metastabilen Atome und durch Quenchen von metastabilen Atomen erhält. Die Selektivität der Ionisation ist notwendig, weil der Grundzustandsanteil des Strahls, der größer ist als der Metastabilanteil, nicht polarisiert ist. Der eine Grundzustandsanteil hat aufgrund seiner Entstehung keine Polarisation und der andere Anteil verliert beim Quenchen seine Polarisation.

I.5. Erzeugung des metastabilen Atomstrahls

Zur Erzeugung eines Strahls metastabiler Atome benutzt man eine Ladungsaustauschreaktion vom Typ



Dabei ist es wünschenswert, daß die metastabilen Atome möglichst niedrige Energie haben, damit die zur Abtrennung geladener Teilchen im Strahl nach der Ladungsaustauschreaktion notwendigen elektrischen oder magnetischen Felder nicht zu viele metastabilen Atome quenchen und damit die Abmessungen der Felder zum selektiven Quenchen klein bleibt. Die von Donnally [7] gefundene Reaktion



erfüllt die Bedingungen für möglichst hohen Wirkungsquerschnitt solcher Ladungsaustauschreaktionen bei niedrigen Energien sehr gut:

- a) Die Ladungsaustauschreaktion hat dann einen großen Wirkungsquerschnitt bei niedriger Protonenenergie, wenn der Unterschied Q der Ionisationsenergien der Teilchen vor und der Teilchen nach dem Ladungsaustausch klein ist. Er beträgt für das (H^+/Cs) -System und das $(H(2S)/Cs^+)$ -System 0,49 eV.
- b) Die Ladungsaustauschreaktion hat prinzipiell einen großen Wirkungsquerschnitt, wenn dieser Energieunterschied klein ist ("nearly resonant reaction") und wenn die Ionisationsenergien der beteiligten Teilchen klein sind. Sie sind für Cäsium 3,89 eV und für $H(2S)$ 3,40 eV.

1) Ladungsaustauschreaktionen hängen von den Elektronenhülleneigenschaften ab und sind auch für D^+ anwendbar.

Donnally et al. haben den Wirkungsquerschnitt bei Protonenenergien von 160 eV bis 3000 eV gemessen (das entspricht D^+ -Energien von 320 eV bis 6000 eV) (Abbildung 7). Dabei werden

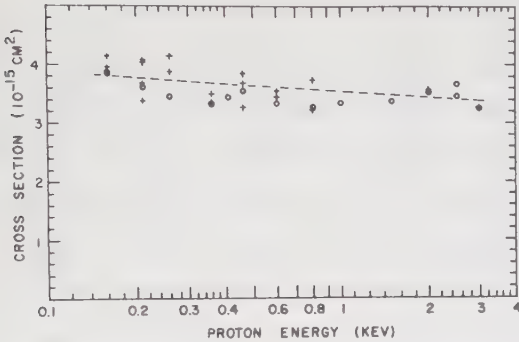


Abbildung 7: Der Wirkungsquerschnitt der "nearly resonant reaction" $H^+ + Cs + H(2S) + Cs^+$ in Abhängigkeit von der Protonenenergie (nach Donnally [7])

Grundzustandsatome direkt nur in geringer Anzahl erzeugt, da die Protonenenergie noch unterhalb der Energie liegt, die für großen Wirkungsquerschnitt

der Reaktion $H^+ + Cs + H(1S) + Cs^+$ notwendig ist. Allerdings entstehen Grundzu-

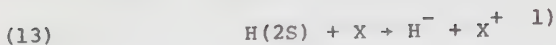
standsatome durch Quenchen von $H(2S)$ -Atomen und durch Zerfall von $H(2P)$ -Atomen, für deren Erzeugung die Voraussetzungen genauso günstig sind wie für die $H(2S)$ -Atome.

Von Cesati et al. [11] liegt eine Messung des Wirkungsquerschnitts dieser Reaktion von 10^{-16} cm^2 bei einer Protonenenergie von 500 eV vor; ihre Berechnungen ergeben Wirkungsquerschnitte von $\sim 6 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ bei Protonenenergie $> 500 \text{ eV}$.

I.6. Selektive Ionisation der metastabilen Atome

Donnally schlug vor [7], zur selektiven Ionisation der $H(2S)$ -Atome ebenfalls eine Ladungsaustauschreaktion anzuwenden.

Eine Reaktion vom Typ



wird dadurch komplizierter, daß beide Reaktionsprodukte geladen sind, denn die Energie des (H^-/X^+) -Systems erhält einen vom Abstand abhängigen Beitrag durch Coulombkräfte. Um eine "nearly resonant reaction" zu bekommen (die inneren Energien des (H/X) -Systems und des (H^-/X^+) -Systems sollen dabei entartet sein), muß X so gewählt werden, daß die potentielle Energie des (H^-/X^+) -Systems bei großem Teilchenabstand größer ist als die des (H/X) -Systems, so daß man bei einem Kernabstand $R_X + a_0$ ($a_0 = 1$. Bohrscher Radius) ein "Pseudo-crossover" der beiden Potentialkurven erhält [27,28] (Abbildung 8). Die Ionisationsenergie von X

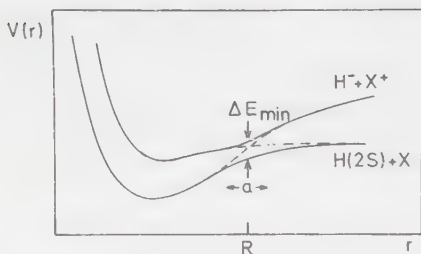


Abbildung 8: "Pseudo-crossover" der Potentialkurven der Systeme $(\text{H}(2\text{S})/\text{X})$ und (H^-/X^+) (schematisch)

muß deshalb größer sein als die Summe des Energieunterschiedes des $\text{H}(1\text{S})$ - und $\text{H}(2\text{S})$ -Atoms (10,19 eV) plus der Bindungsenergie des Elektrons im H^- -Ion (0,75 eV).

Donnelly [8] fand als besten Reaktionspartner Argon (Ionisationsenergie 15,8 eV), mit dem die Ladungsaus-

1) Negative Wasserstoffionen sind im Hinblick auf die Anwendung des Verfahrens für polarisierte Ionenquellen an Tandembeschleunigern erwünscht.

tauschreaktion $H(2S) + Ar \rightarrow H^- + Ar^+$ die gewünschten Eigenschaften (große Ausbeute und gute Selektivität zur Konkurrenzreaktion $H(1S) + Ar \rightarrow H^- + Ar^+$) hat (Abbildung 9). Die La-

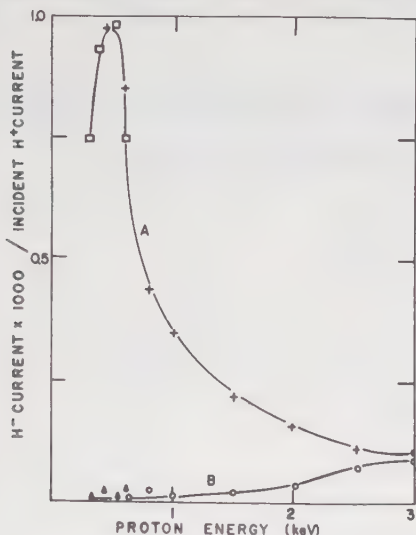
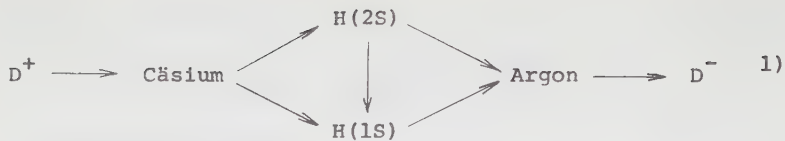


Abbildung 9: Abhängigkeit des H^- -Stroms der Reaktionen $H(2S) + Ar \rightarrow H^- + Ar^+$ und $H(1S) + Ar \rightarrow H^- + Ar^+$ von der H-Atomenergie (nach Donnally [8])

dungsaustauschreaktion $H(2S) + Ar \rightarrow H^- + Ar^+$ hat ein ausgeprägtes Maximum bei einer H-Energie von 500 eV. Für die Reaktion $D(2S) + Ar \rightarrow D^- + Ar^+$ liegt das Maximum bei einer Deuteriumenergie von 1000 eV. In Abbildung 9 sind Intensitätsverhältnisse H^-/H^+ (Kreuze und Kreise) und D^-/D^+ (Quadrate und Dreiecke) bei der doppelten Energie aufgetragen. Dabei blieben der Cäsiumdampfdruck und der Argondruck konstant.

Bei höherem Cäsiumdampfdruck und höherem Argondruck konnte Donnally Umladeverhältnisse H^-/H^+ bis zu $0,5 \cdot 10^{-3}$ je Stoß nachweisen. Das Ziel dieser Arbeit ist eine genaue Untersuchung der Energieabhängigkeit und Argondruckabhängigkeit der gekoppelten Reaktionen



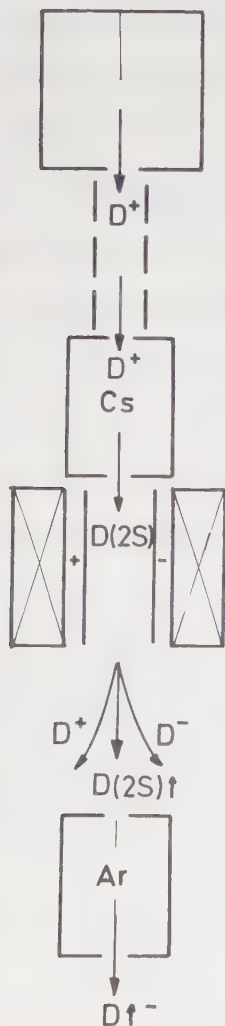
unter spezieller Berücksichtigung für die Anwendung als polarisierte Ionenquelle am Erlanger Tandembeschleuniger.

1) Wegen der Messung der Tensorpolarisation der D^- -Ionen in einer weiteren Arbeit [29] mit der $T(d,n)\alpha$ -Reaktion wurden die Messungen der vorliegenden Arbeit mit Deuterium gemacht.

II. DIE APPARATUR

II.1. Prinzipiell

Die Apparatur besteht aus folgenden Teilen:



Ionenquelle für Protonen und Deuteronen (hier Duoplasmatron, Ziehspannung ≈ 20 kV)

Ionenoptik zur Erzeugung des niederenergetischen Ionenstrahls (≈ 1 keV)

Erzeugung der metastabilen Atome mit der Ladungsaustauschreaktion $D^+ + Cs \rightarrow D(2S) + Cs^+$

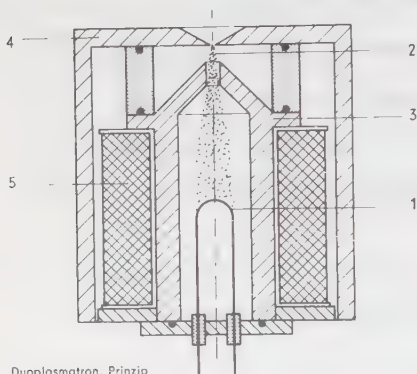
Polarisieren der metastabilen Atome durch selektives Quenchen

Abtrennung der geladenen Teilchen aus dem Strahl

Ionisieren der polarisierten metastabilen Atome mit der Ladungsaustauschreaktion $D(2S) + Ar \rightarrow D^- + Ar^+$

II.2. Ionenquelle und Ionenoptik

Als Ionenquelle wird ein Duoplasmatron der Firma Siemens AG benutzt. Die zu erzeugenden Ionen werden (Abbildung 11) dem Anodenplasma einer von einer



Glühkathode (1) gespeisten Niederdruckgasentladung (2) entnommen. Die Gasentladung wird durch eine Zwischen-
elektrode (3) begrenzt und an der Emissionsöffnung von 0,6 mm $\varnothing$ (4) zweifach magnetisch eingeschnürt. Das Duoplasmatron wird bei einem Gasdruck zwischen $1 \cdot 10^{-1}$ und $2 \cdot 10^{-1}$ Torr mit 3,5 A Bogenstrom und 0,5 A Spulen-

Abbildung 10: Duoplasmatron, Prinzip

strom betrieben. Bei Betrieb mit H_2 beträgt die Ionenausbeute etwa 6 mA, die sich zu ca. 40 % aus H^+ -Ionen, 25 % aus H_2^+ -Ionen und 35 % aus H_3^+ -Ionen zusammensetzt. Bei Betrieb mit D_2 ist dieselbe Zusammensetzung zu erwarten. Ein höherer Atomionenanteil läßt sich bei höherem Bogenstrom erreichen. Der Bogenstrom kann wegen der maximal wegkühlbaren Anodenbelastung von 300 Watt im Dauerbetrieb nicht mehr als 3,5 A betragen. Das Duoplasmatron und seine Stromversorgung sind erdfrei aufgebaut, so daß ein Betrieb unter Hochspannung bis zu ± 20 kV möglich ist.

Die Ionenoptik zur Erzeugung des niederenergetischen Deuteronenstrahls aus dem Ionenquellenplasma besteht aus einer Ziehelektrode (L1), aus einer Einzellinsen-anordnung (L1, L2, L3) und aus einer Magnetfeldlinse (ML). Der mechanische Aufbau (Abbildung 11) gestattet eine Feinjustierung der gesamten elektrostatischen Elektrodenanordnung während des Betriebs der Appa-

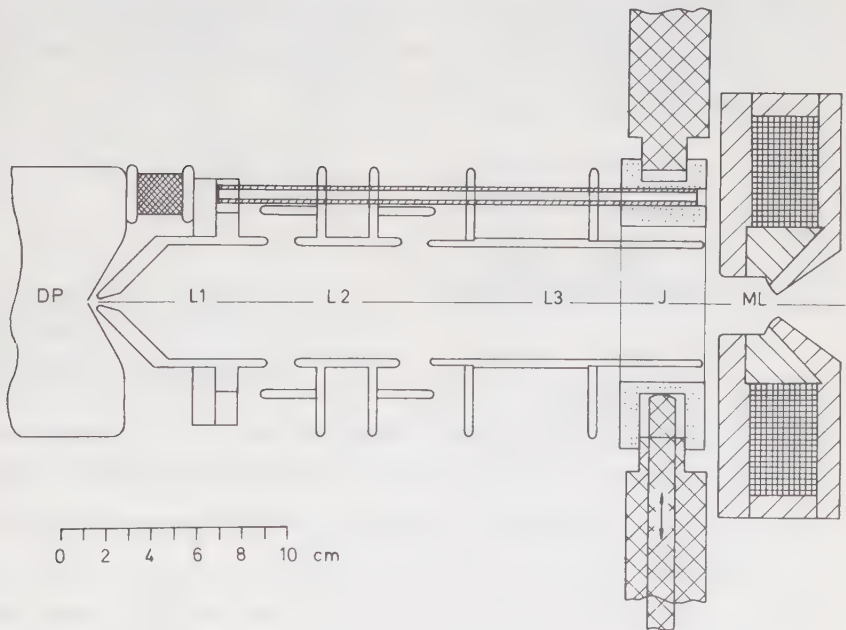


Abbildung 11: Die Ionenoptik zur Erzeugung des niederenergetischen Deuteronenstrahls, bestehend aus einer Ziehelektrode (L1), einer Einzellinsen-anordnung (L1, L2, L3) und einer Magnetfeldlinse (ML), kann während des Betriebs der Apparatur justiert werden (J).

ratur (J). Das Duoplasmatron wird bei der Spannung U_{DP} betrieben (z.B. $U_{DP} = 1000$ V). Die Ziehelektrode L1 und die Elektrode L3 haben ein Potential von - 15 kV bis - 20 kV, die Fokuselek-

trode L2 hat eine Spannung von - 1,5 kV bis - 3 kV. Zwischen L3 und der auf Erdpotential liegenden Magnetfeldlinse werden die Teilchen abgebremst und verlassen ML mit einer Energie $W = eU_{DP}$. Die Magnetfeldlinse erzeugt nur eine geringe Erhöhung der Totalintensität des niederenergetischen Ionenstroms, sie ändert aber seine Zusammensetzung zugunsten eines erhöhten Atomionenanteils. Die Intensität des positiven Ionenstrahls hinter der Magnetlinse beträgt etwa 1 mA in einem Faradaybecher von 10 mm $\varnothing$ bei einem Abstand von 8 cm.

II.3. Der Cäsium-Umladekanal

Bei der Konstruktion des Cs-Umladekanals mußten die chemischen Eigenschaften von Cäsium (spontane Reaktion an Luft) berücksichtigt werden und eine möglichst einfache und schnelle Nachfüllmethode erfunden werden (Abbildung 12). Der eigentliche Umladekanal (K) ist aus Kupfer (AAA), hat eine Länge von 116 mm, einen Durchmesser von 20 mm und ist zur Beheizung mit Thermocoax-Draht bewickelt. Die Eintrittsblende hat 10 mm $\varnothing$, die Austrittsblende hat 12 mm $\varnothing$. Er ist mit Ringen aus Keramik (VVV) in einem Aluminiumzylinder (:::) von 50 mm $\varnothing$ befestigt. Der Aluminiumzylinder hat vorne und hinten NW65-Normflansche und zwei sich gegenüberliegende plangefräste Flächen, an denen ein Flansch mit Stromdurchführungen (S) und der Cs-Behälter (B) befestigt werden können. Zwischen dem Cs-Behälter und dem Umladekanal befindet sich ein Umklappventil (V), das

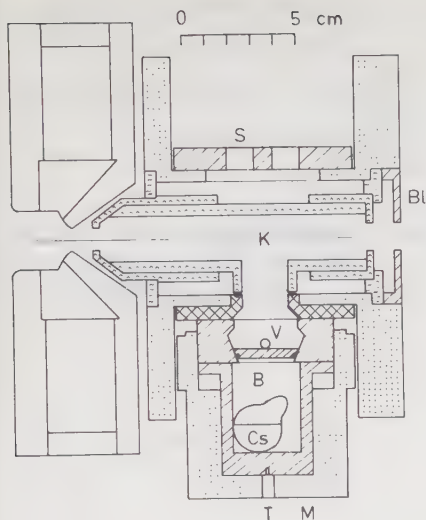
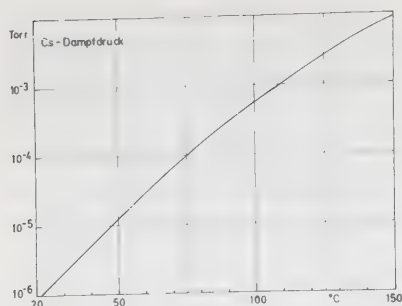


Abbildung 12: Der Cäsium-Ladungsaustauschkanal mit nachfüllbarem Cs-Behälter

zum Bestücken der Apparatur mit Cäsium und zur Ermittlung des optimalen Cs-Dampfdrucks notwendig ist. Die Kombination Behälter + Ventil ist zweimal vorhanden. Es ist möglich, außerhalb der Apparatur in einem Behälter eine Cs-Ampulle unter Vakuum zu sprengen und mit geschlossenem Ventil an die Apparatur anzubauen. Der Behälter und das Ventil werden mit einem abnehmbaren Mantel (M), der mit Thermocoax-Draht bewickelt ist, geheizt.

An drei Stellen (Kanal, Ventil, Behälter (T)) wird die Temperatur mit temperaturabhängigen Widerständen gemessen. Kanal, Ventil und Behälter können unabhängig voneinander auf verschiedene Temperatur gebracht werden. Es hat sich bewährt, die Kanal- und die Ventilterperatur höher als die Behältertemperatur zu wählen, damit der Dampfdruck des Cäsiums eindeutig bestimmt ist. Das Cäsium hat in dieser Anordnung eine Temperatur von etwa 100°C . Da der Cäsiumdampfdruck sehr empfindlich von der Temperatur abhängt (Abbildung 13), muß die Temperatur gut konstant gehalten werden.

Die Stromstärke des niederenergetischen positiven Ionenstroms 10 cm hinter dem Cs-Umladekanal in einem 10 mm $\varnothing$ -Faraday-



becher beträgt bei $U_{DP} = 1000$ V etwa $90 \mu A$, bei $U_{DP} = 2000$ V etwa $230 \mu A$ (Abbildung 19).

Abbildung 13: Cer Cäsiumdampfdruck in Abhängigkeit von der Temperatur

II.4. Der Polarisiermagnet

Zum selektiven Quenchen wird ein Solenoid von 7 cm Länge verwendet (Abbildung 14). Das Magnetfeld wird durch eine Eisenab-

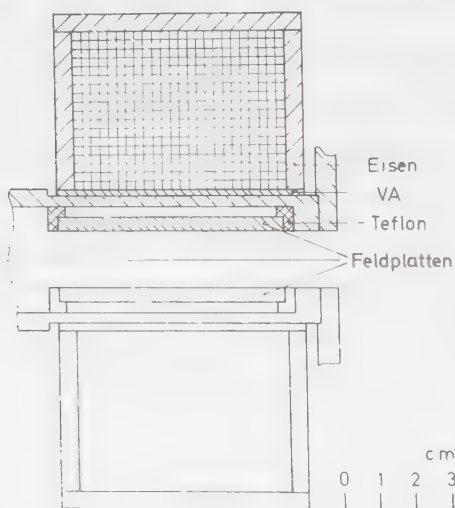


Abbildung 14: Das Solenoid mit Eisenab-
schirmung und die Feldplatten zur Erzeu-
gung des magnetischen und elektrischen
Feldes zum selektiven Quenchen. Die Län-
ge des Solenoids beträgt 7 cm.

schirmung geführt. In einem Bereich von etwa 3 cm Länge in der Spulenmitte beträgt die Longitudi-
nalkomponente zwi-
schen 530 und 620 Oe (Abbildung 15). Die
Platten zur Erzeu-
gung des zum Magnet-
feld senkrechten
elektrischen Feldes
haben einen Abstand
von 16 mm, so daß
der maximale Strahl-

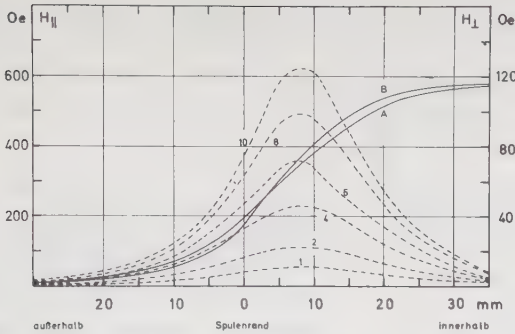


Abbildung 15: Die magnetische Feldstärke parallel (ausgezogene Kurven) und senkrecht zur Strahlrichtung (gestrichelte Kurven) bei verschiedenen Abständen von der Solenoidachse (in mm). A: 0 - 6 mm Abstand, B: 10 mm Abstand.

durchmesser 16 mm sein kann.

Deuteriumatome einer Energie von 1000 eV haben eine Geschwindigkeit von $3,1 \cdot 10^7$ cm/s, ihre Aufenthaltsdauer im günstigen Magnetfeldbereich für optimales selektives Quenchen beträgt die gewünschte $1 \cdot 10^{-7}$ s. Gutes selektives Quenchen erzielt man

mit diesen Feldgeometrien noch mit Deuteriumatomen mit 2000 eV.

Die Eisenabschirmung hat zur Folge, daß das Feld im Randbereich des Solenoids sehr schnell abfällt. Dabei treten am Spulenrand erhebliche transversale Feldkomponenten auf (Abbildung 15), durch die auch ein Teil der α -Komponente gequenchet wird.

Die Anzahl der metastabilen Atome, die ein Quenchfeld passieren, ist gegeben durch die Gleichung:

$$(14) \quad N = N_0 e^{-\tau/\tau_s} \quad Q = 1 - N/N_0 = 1 - e^{-\tau/\tau_s}$$

τ = Aufenthaltsdauer = $\Delta l/v$

τ_s = Lebensdauer

Q = Quenchrate

Mit Gleichung (9) und $|\vec{E}| = \frac{1}{Y} |\vec{v} \times \vec{B}|$ kann damit die vom Strahldurchmesser abhängige Quenchrate der transversalen Magnetfeldkomponenten berechnet werden (Abbildung 16).

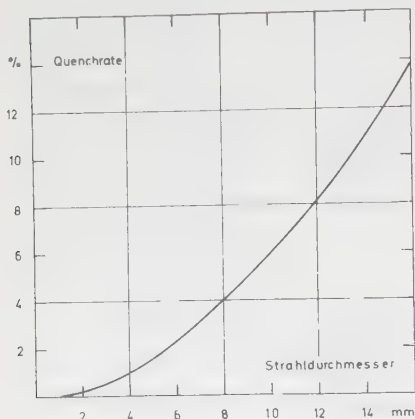


Abbildung 16: Die Quenchrate Q der α -Komponente der metastabilen Deuteriumatome, die durch transversale Komponenten des Solenoidfeldes bei einer Energie von 1000 eV erzeugt wird, als Funktion des Strahldurchmessers

II.5. Aussonderung geladener Teilchen

Bevor der polarisierte metastabile Teilchenstrahl ionisiert wird, müssen die nach der Erzeugung der metastabilen Atome im Strahl vorhandenen geladenen Teilchen [30] ausgesondert werden. Dazu muß man elektrische oder magnetische Felder verwenden. Diese Felder verursachen ein unerwünschtes Quenchen, das durch eine günstige Wahl der Feldanordnungen möglichst klein gehalten werden soll.

Bei kleinen Ablenkswinkeln ϕ ist die Quenchrate, die ein elektrisches und ein magnetisches Feld gleicher Dimensionen erzeugt,

gleich groß, denn es gilt der Zusammenhang

$$(15) \quad |\vec{v} \times \vec{B}| = \gamma |\vec{E}| \cos \phi.$$

$\vec{B}$ = Magnetfeld senkrecht zur Strahlrichtung

$\vec{E}$ = Elektrisches Feld senkrecht zur Strahlrichtung

Aus praktischen Gründen und weil nicht unbedingt notwendige Magnetfelder in Lambshiftquellen vermieden werden müssen, wird ein elektrisches Feld zum Abtrennen der geladenen Teilchen benutzt.

Die mit dem elektrischen Feld abgelenkten Teilchen werden ausgeblendet. Die erforderliche Feldstärke E hängt von der Strecke a (= Blendendurchmesser), um die die Teilchen am Feldende von der Strahlachse abgelenkt sein müssen, von der Energie der Teilchen ($W = eU$) und von der Feldlänge l ab:

$$(16) \quad E = \frac{2a}{l^2} U$$

Damit erhält man für das Verhältnis von Aufenthaltsdauer im Feld zu Lebensdauer im Feld:

$$(17) \quad \tau/\tau_s = \frac{a^2}{l^3} U^{3/2} \cdot 11,3 \cdot 10^{-3} \text{ cm V}^{-3/2}$$

Mit Gleichung (14) kann jetzt die unerwünschte Quenchrage Q der polarisierten Atome im α -Zustand als Funktion der Feldplattenlänge und der Teilchenenergie berechnet werden. In Abbil-

Abbildung 17 ist die berechnete Quenchrate für 2 Blendendurchmesser (10 mm und 20 mm) in Abhängigkeit von l für die Energie der Deuteriumatome von 1000 eV und in Abhängigkeit von der Energie für die im Experiment maximal verwendbare Feldplattenlänge von 25 cm und den Blendendurchmesser 20 mm dargestellt. Mit dieser

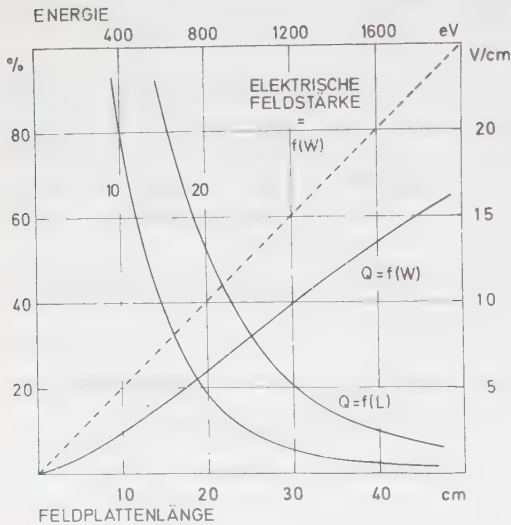


Abbildung 17: Die unerwünschte Quenchrate Q der polarisierten Atome als Funktion der Feldplattenlänge für die Blendendurchmesser $a = 10$ mm und 20 mm ($W = 1000$ eV) und der Energie für $l = 25$ cm und $a = 20$ mm

Feldplattenlänge

und der 20 mm - Blende beträgt die Quenchrate von metastabilen 1000 eV- Deuteriumatomen 32,1 %.

Durch Anlegen eines elektrischen Feldes höherer Feldstärke (ca. 200 V/cm) kann

der gesamte Metastabilanteil im

Strahl gequench

werden. Davon wird

Gebrauch gemacht

zur Bestimmung der

Untergrundintensitäten

(Abschnitt III.4.2.

II.6. Der Argonkanal und Nachweis der negativen Ionen

Der Argonkanal besteht aus einem Aluminiumquader von 100 mm Länge, 60 mm Seitenlänge und einem Kanal von 25 mm $\varnothing$. An beiden

Seiten können Rohrstücke verschiedener Länge angeschraubt werden, die Blenden von verschiedenen Durchmessern haben können. Die Gesamtlänge des benutzten Argonkanals war 200 mm, die Eintrittsblende und die Austrittsblende hatten 15 mm $\varnothing$. In der Mitte des Aluminiumquaders befindet sich eine Öffnung, an die direkt eine Ionisationsmanometerröhre zur Argondruckmessung angebracht werden kann, und ein Rohrstutzen (Innendurchmesser 5 mm), an den ein Schlauch zur Argonzuführung befestigt ist. Der Argonzufluß wird mit einem Nadelventil gesteuert. Der Argonkanal befindet sich in einer Anordnung von drei zueinander senkrecht stehenden Helmholtzspulenpaaren, mit denen der Polarisationsvektor in jede gewünschte Richtung gebracht werden kann [29].

Hinter dem Argonkanal werden die negativen Ionen auf eine Spannung von 3 - 5 kV beschleunigt und mit einer Einzellinse abgebildet. Zum Nachweis der negativen Deuteriumionen wird der Strahl in einem Magnetfeld zum Analysieren um 10^0 abgelenkt und in einem Faradaybecher (10 mm $\varnothing$) fokussiert. Neben den D^- -Ionen hat der Strahl einen Elektronenuntergrund, der vorwiegend durch Photoeffekt der UV-Strahlung aus dem Duoplasmatron erzeugt wird. Als Meßinstrument wird ein batteriebetriebenes Präzisionselektrometer der Fa. Keithley Instruments, Inc., Modell 602, benützt.

An die Apparatur ist ein Beschleunigungsrohr angebaut, mit dem die Teilchen auf eine Energie von 150 keV gebracht werden [29]. In einer Streukammer kann die Winkelverteilung der α -Teilchen der Reaktion $d(T,n)\alpha$ gemessen werden und aus ihrer

Anisotropie der Polarisationsgrad der Deuteronen bestimmt werden.

In Abbildung 18 ist die gesamte experimentelle Anordnung bis zum Beschleunigungsrohr dargestellt.

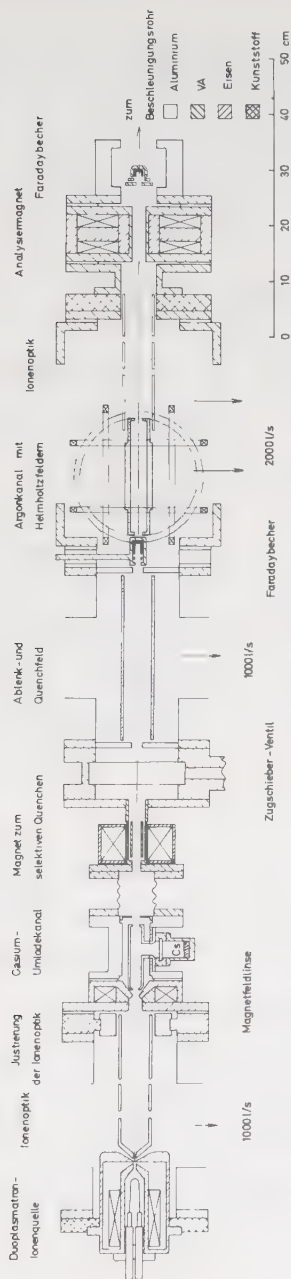


Abbildung 18: Die experimentelle Anordnung bis zum Beschleunigungsrohr

III.1. Die positiven Ionenströme vor der Umladung

Die Intensität des positiven Ionenstrahls, der für die Umladungsprozesse zur Verfügung steht, hängt von der Energie der Ionen ab. Abbildung 19 zeigt die Intensität des positiven Ionenstrahls hinter dem Cs-Kanal im Energiebereich von 500 eV bis

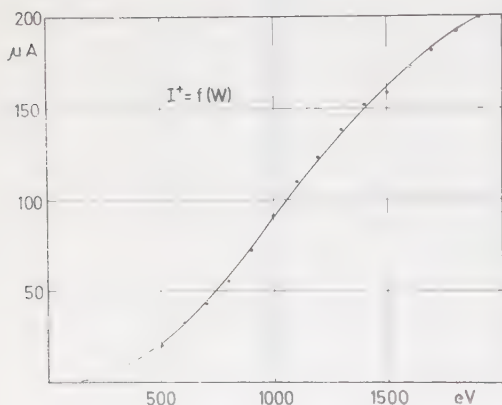


Abbildung 19: Die Abhängigkeit des positiven Ionenstroms von der Energie hinter dem Cs-Kanal

2000 eV. Der Faradaybecher hatte einen Abstand von 10 cm vom Cs-Kanal und einen Durchmesser von 10 mm. Bei den tatsächlichen Betriebsbedingungen tritt aus dem Cs-Kanal ein Cäsiumdampfstrahl aus, der in dem Bereich der Ionenoptik zwischen L3 und ML, in dem die Abbremsung stattfindet, teilweise ionisiert wird und eine Raumladungskompensation des Ionenstrahls bewirkt. Dadurch wird die positive Intensität, die in den Cs-Kanal eintritt, er-

höht und die Energieabhängigkeit verändert. Die Bestimmung der tatsächlichen Energieabhängigkeit dieses positiven Ionenstroms war nicht möglich, weil die Intensität hinter dem Cs-Kanal mit Cäsiumdampf wegen der verschiedenen Umladungsmöglichkeiten nicht mehr mit der in den Cs-Kanal eintretenden Intensität übereinstimmt.

III.2. Die negativen Ionenströme nach der Argonumladung

Der negative Deuteriumionenstrom am Quellenausgang setzt sich aus verschiedenen Teilen zusammen:

1. Ionen, die durch Umladung an Argon entstehen,
2. Ionen, die durch Umladung am Restgas entstehen.

Man kann die Ströme trennen, wenn die Argonzufuhr abgestellt wird. Der am Restgas umgeladene Ionenstromanteil beträgt 1 - 3 % der Gesamtintensität und kann durch besseres Vakuum in der Apparatur noch verkleinert werden. Die nur an Argon umgeladene Intensität wird bestimmt, indem man die Differenz $I^- = I^- (\text{mit Argon}) - I^- (\text{ohne Argon})$ bildet.

Diese Intensität setzt sich zusammen aus einem Anteil, der von metastabilen Atomen herrührt und einem Anteil, der von Grundzustandsatomen herrührt. Der Metastabilanteil wird durch Einschalten des Polarisierermagneten auf etwa die Hälfte vermindert. Die Gesamtintensität setzt sich aus folgenden drei Teilen zusammen:

$I_{\text{tot}}^- = I_{\text{tot}}^- (\text{mit Ar}) - I_{\text{tot}}^- (\text{ohne Ar})$, dabei ist der Polarisierermagnet ausgeschaltet und das zur Abtrennung der geladenen Komponenten nach dem Cäsiumkanal notwendige el. Ablenkfeld angelegt.

$I_{\text{QM}}^- = I_{\text{QM}}^- (\text{mit Ar}) - I_{\text{QM}}^- (\text{ohne Ar})$, dabei ist der Polarisierermagnet eingeschaltet und das notwendige el. Ablenkfeld angelegt.

$I_{\text{SF}}^- = I_{\text{SF}}^- (\text{mit Ar}) - I_{\text{SF}}^- (\text{ohne Ar})$, dabei ist ein starkes elektrisches Feld an den Ablenkplatten angelegt mit einer Quench-

I_{tot}^- setzt sich aus metastabilen Atomen (α - und β -Komponente sind gleich häufig vertreten) und dem Untergrund zusammen.

I_{SF}^- wird als Untergrundanteil betrachtet (und mit I_{u}^- bezeichnet), der durch den Grundzustandsatomanteil erzeugt wird. Dies gilt nur unter der Voraussetzung, daß der Grundzustandsatomanteil groß ist im Vergleich zum Metastabilanteil, so daß der durch vollständiges Quenchen zusätzlich erzeugte Grundzustandsatomanteil vernachlässigt werden darf.

$I_{\text{tot}}^- - I_{\text{SF}}^- = I_{\text{M}}^-$ ist die ausschließlich von metastabilen Atomen herrührende Intensität, die α - und die β -Komponente der metastabilen Atome sind gleich häufig vertreten.

I_{QM}^- besteht aus polarisierten metastabilen Atomen (α -Komponente) und dem unpolarisierten Untergrund. Es ist die Intensität, die zusammen mit dem kleinen Restgasanteil als polarisierter Strahl weiterbeschleunigt werden kann.

$I_{\text{tot}}^- - I_{\text{QM}}^-$ ist die Intensität, die von metastabilen Atomen im β -Zustand herrührt.

$I_{\text{QM}}^- - I_{\text{SF}}^-$ ist die Intensität, die von metastabilen Atomen im α -Zustand herrührt. Das ist der polarisierte Intensitätsanteil, der im weiteren mit I_{p}^- bezeichnet wird.

III.3. Quenchen metastabiler Atome

Durch Vergleich der Intensitäten I_{p}^- und $I_{\text{tot}}^- - I_{\text{QM}}^-$ kann das selektive Quenchen überprüft werden. Bei idealem selektiven

III.2. Die negativen Ionenströme nach der Argonumladung

Der negative Deuteriumionenstrom am Quellenausgang setzt sich aus verschiedenen Teilen zusammen:

1. Ionen, die durch Umladung an Argon entstehen,
2. Ionen, die durch Umladung am Restgas entstehen.

Man kann die Ströme trennen, wenn die Argonzufuhr abgestellt wird. Der am Restgas umgeladene Ionenstromanteil beträgt 1 - 3 % der Gesamtintensität und kann durch besseres Vakuum in der Apparatur noch verkleinert werden. Die nur an Argon umgeladene Intensität wird bestimmt, indem man die Differenz $I^- = I^- (\text{mit Argon}) - I^- (\text{ohne Argon})$ bildet.

Diese Intensität setzt sich zusammen aus einem Anteil, der von metastabilen Atomen herrührt und einem Anteil, der von Grundzustandsatomen herrührt. Der Metastabilanteil wird durch Einschalten des Polarisiermagneten auf etwa die Hälfte vermindert. Die Gesamtintensität setzt sich aus folgenden drei Teilen zusammen:

$I_{\text{tot}}^- = I_{\text{tot}}^- (\text{mit Ar}) - I_{\text{tot}}^- (\text{ohne Ar})$, dabei ist der Polarisiermagnet ausgeschaltet und das zur Abtrennung der geladenen Komponenten nach dem Cäsiumkanal notwendige el. Ablenkfeld angelegt.

$I_{\text{QM}}^- = I_{\text{QM}}^- (\text{mit Ar}) - I_{\text{QM}}^- (\text{ohne Ar})$, dabei ist der Polarisiermagnet eingeschaltet und das notwendige el. Ablenkfeld angelegt.

$I_{\text{SF}}^- = I_{\text{SF}}^- (\text{mit Ar}) - I_{\text{SF}}^- (\text{ohne Ar})$, dabei ist ein starkes elektrisches Feld an den Ablenkplatten angelegt mit einer Quenchrate $Q > 99,9 \%$.

I_{tot}^- setzt sich aus metastabilen Atomen (α - und β -Komponente sind gleich häufig vertreten) und dem Untergrund zusammen.

I_{SF}^- wird als Untergrundanteil betrachtet (und mit I_{u}^- bezeichnet), der durch den Grundzustandsatomanteil erzeugt wird. Dies gilt nur unter der Voraussetzung, daß der Grundzustandsatomanteil groß ist im Vergleich zum Metastabilanteil, so daß der durch vollständiges Quenchen zusätzlich erzeugte Grundzustandsatomanteil vernachlässigt werden darf.

$I_{\text{tot}}^- - I_{\text{SF}}^- = I_{\text{M}}^-$ ist die ausschließlich von metastabilen Atomen herrührende Intensität, die α - und die β -Komponente der metastabilen Atome sind gleich häufig vertreten.

I_{QM}^- besteht aus polarisierten metastabilen Atomen (α -Komponente) und dem unpolarisierten Untergrund. Es ist die Intensität, die zusammen mit dem kleinen Restgasanteil als polarisierter Strahl weiterbeschleunigt werden kann.

$I_{\text{tot}}^- - I_{\text{QM}}^-$ ist die Intensität, die von metastabilen Atomen im β -Zustand herrührt.

$I_{\text{QM}}^- - I_{\text{SF}}^-$ ist die Intensität, die von metastabilen Atomen im α -Zustand herrührt. Das ist der polarisierte Intensitätsanteil, der im weiteren mit I_{p}^- bezeichnet wird.

III.3. Quenchen metastabiler Atome

Durch Vergleich der Intensitäten I_{p}^- und $I_{\text{tot}}^- - I_{\text{QM}}^-$ kann das selektive Quenchen überprüft werden. Bei idealem selektiven

Quenchen sollten die beiden Intensitäten gleich sein und die beiden Verhältnisse I_p^-/I_M^- und $(I_{tot}^- - I_{QM}^-)/I_M^-$ 0,50 betragen. Tatsächlich liegen die gemessenen Werte für I_p^-/I_M^- zwischen 0,45 und 0,47 und für $(I_{tot}^- - I_{QM}^-)/I_M^-$ zwischen 0,53 und 0,55. Das bedeutet, daß der Magnet nicht nur die β -Komponente der metastabilen Atome quencht, sondern auch 6 - 10 % der α -Komponente. Diese Quenchrate ist auf die transversalen Magnetfeldkomponenten zurückzuführen (vgl. Abschnitt II.4.). Man kann daraus den Strahldurchmesser zu 10 - 13 mm abschätzen (Abbildung 16), unter der Voraussetzung einer konstanten Intensitätsverteilung über den Strahldurchmesser.

Um Meßergebnisse bei verschiedenen el. Feldstärken an den Ablenkplatten miteinander vergleichen zu können, wird aus dem Metastabilanteil $I_M^- = I_{tot}^- - I_{SF}^-$ des Ionenstroms die Intensität

$$(18) \quad I^-(2S) = \frac{I_{tot}^- - I_{SF}^-}{1 - Q}$$

berechnet. Sie entspricht einer el. Feldstärke Null an den Ablenkplatten. Zu dieser Berechnung muß man die Wirkung des el. Feldes auf die metastabilen Atome experimentell nachprüfen.

Da die Feldplatten aus praktischen Gründen großen Abstand haben, wird wegen der Randfeldinhomogenitäten die tatsächliche Wirkung kleiner sein als die Wirkung, die man berechnet, wenn ein über den gesamten Bereich der Feldplatten homogenes el. Feld angenommen wird. Dazu wurde die Intensität I_M^- als Funktion der elektrischen Feldstärke an den Feldplatten gemessen.

Diese Abhängigkeit kann mit der Gleichung

$$(19) \quad I_M^- = I_{M,0}^- \exp(-\tau/\tau_s)$$

berechnet werden. Wenn man bei Deuteriumatomen einer Energie von 1000 eV die Aufenthaltsdauer τ_s im Bereich der Feldplatten berücksichtigt, ergibt (19):

$$(20) \quad I_M^- = I_{M,0}^- \exp\left(-\frac{E^2}{446,7} \cdot \frac{\text{cm}^2}{V^2}\right)$$

Abbildung 20 zeigt den gemessenen und den berechneten Verlauf. Die Intensität ist logarithmisch als Funktion des Quadrats der el. Feldstärke E aufgetragen:

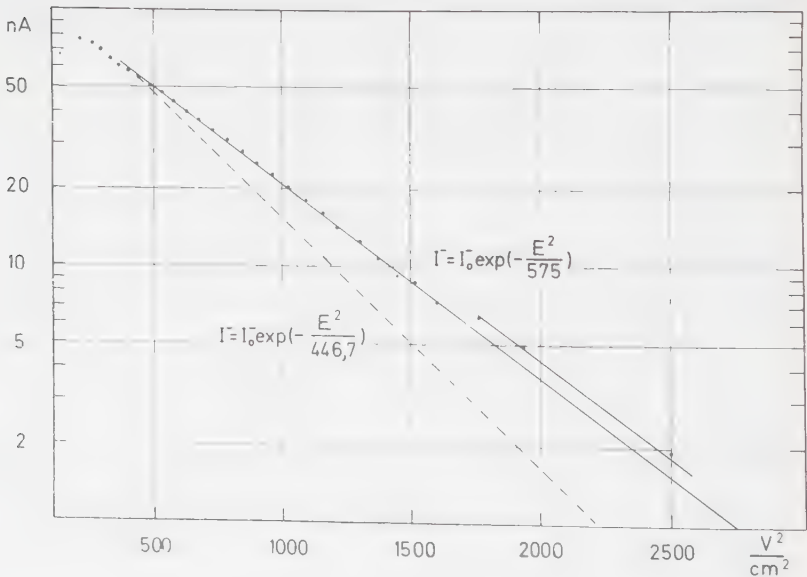


Abbildung 20: Die Metastabilintensität als Funktion der el. Feldstärke an den Ablenkplatten. (---) gemessener Verlauf, (----) berechneter Verlauf.

Die gemessene Gerade hat eine kleinere Steigung als die berechnete Gerade (gestrichelt) und kann durch die Gleichung

$$(21) \quad I_M^- = I_{M,0}^- \exp \left(- \frac{E^2}{575} \cdot \frac{\text{cm}^2}{V^2} \right)$$

wiedergegeben werden. Daraus kann die effektive Feldstärke $E_{\text{eff}} = 0,87 E$ bestimmt werden, die bei den weiteren Berechnungen der Quenchraten zugrunde gelegt werden soll.

Da die negativen Intensitäten vom Polarisiermagnet und vom elektrischen Feld an den Ablenkplatten so beeinflusst werden, wie es erwartet wird, ist damit gezeigt, daß im Cäsiumkanal metastabile Atome entstehen.

III.4. Abhängigkeit vom Argondruck

III.4.1. Der Ionenstrom aus metastabilen Atomen

Der negative Strom nach der Ladungsaustauschreaktion $D(2S) + Ar \rightarrow D^- + Ar^+$ hängt von der Flächendichte der Argon- atome (Targetdicke t) ab, die der Atomstrahl im $2S_{1/2}$ -Zustand passiert. Sie kann mit dem Druck in der Argonkanalmitte p_0 variiert werden.

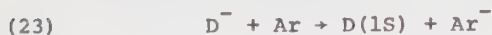
$$(22) \quad t = p_0 \cdot l \cdot G$$

p_0 = Druck in der Argonkanalmitte

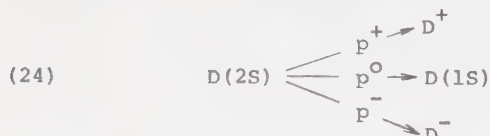
l = Argonkanallänge

G = Gewichtungsfaktor, der von der Argonkanalgeometrie abhängt

Die negativen Ionen können nach einem nochmaligen Argonstoß wieder zu neutralen Atomen umgeladen werden:



Bei der Berechnung der Targetdickenabhängigkeit des negativen Ionenstroms aus metastabilen Atomen müssen diese beiden Prozesse, die Erzeugung und die Abnahme der Ionen durch Umladung an Argon, berücksichtigt werden. Das kann in Analogie zum Zerfall einer radioaktiven Substanz, die von einer abnehmenden Substanz nacherzeugt wird, behandelt werden (siehe [14,31]). Ein $D(2S)$ -Atom reagiert mit Argon folgendermaßen:¹⁾



Die $D(2S)$ -Atome "zerfallen" also im Argonkanal mit dem Wirkungsquerschnitt

$$(25) \quad k = p^+ + p^0 + p^- ,$$

ihre Intensität nimmt exponentiell mit der Argontargetdicke ab:

$$(26) \quad I_M^0(t) = I_M^0(0) e^{-kt} .$$

¹⁾ Die Bezeichnung der Wirkungsquerschnitte wurde aus [31] übernommen.

Die negativen Ionen "zerfallen" ebenfalls mit dem Wirkungsquerschnitt σ_{-O} und ergeben Grundzustandsatome, die für diese Betrachtungen keine weitere Rolle mehr spielen sollen. Die Selektivität der Argonumladereaktion soll als so gut angenommen werden, daß eine nochmalige Umladung zu einem negativen Ion vernachlässigt werden kann.

Für die Argontargetdickenabhängigkeit des negativen Ionenstroms aus metastabilen Atomen ergibt sich die Differentialgleichung

$$(27) \quad \frac{dI_M^-(t)}{dt} = p^- I_M^O(t) - \sigma_{-O} I_M^-(t).$$

Durch Integration erhält man jetzt unter der Anfangsbedingung $I_M^-(0) = 0$:

$$(28) \quad I_M^-(t) = \frac{p^-}{\sigma_{-O} - k} I_M^O(0) (e^{-kt} - e^{-\sigma_{-O}t})$$

Diese Funktion durchläuft ein Maximum, das bei der Targetdicke

$$(29) \quad t_m = \frac{1}{k - \sigma_{-O}} \ln \frac{k}{\sigma_{-O}}$$

erreicht wird. Abbildung 21 zeigt die Abhängigkeit des negativen Ionenstroms $I^-(2S)$ vom Druck im Argonkanal für vier verschiedene Energien der D(2S)-Atome. Die Kurven sind normiert auf das Maximum. Der Argondruckwert, bei dem das Maximum erreicht wird, nähert sich mit der Energie einem Maximalwert von $1,75 \cdot 10^{-3}$ Torr bei 1000 eV und nimmt langsam mit der Energie

wieder ab (Abbildung 22). Aus der Form der Intensitätsverteilung der aus metastabilen Atomen gebildeten Ionen können durch Anpassung der Gleichung (28) die Wirkungsquerschnitte k und σ_0 bestimmt werden (Abschnitt III.8.).

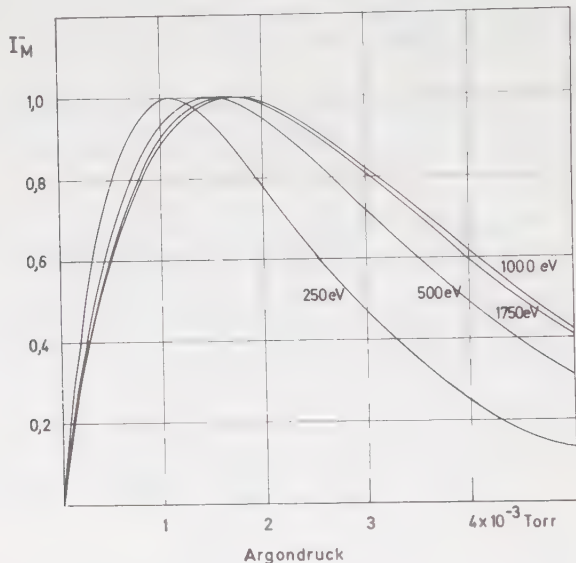


Abbildung 21: Der vom Argondruck abhängige Strom negativer Ionen, die durch Umladung metastabiler Atome verschiedener Energie erzeugt wurden. Von 12 gemessenen Kurven sind nur 4 gezeichnet. Die Meßpunkte liegen so gut auf der ausgezogenen Kurve, daß sie nicht eingezeichnet werden mußten.

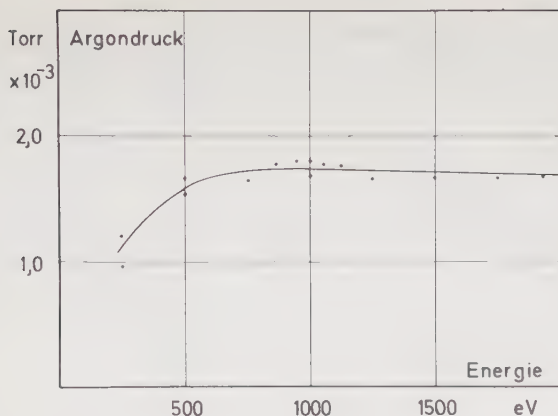
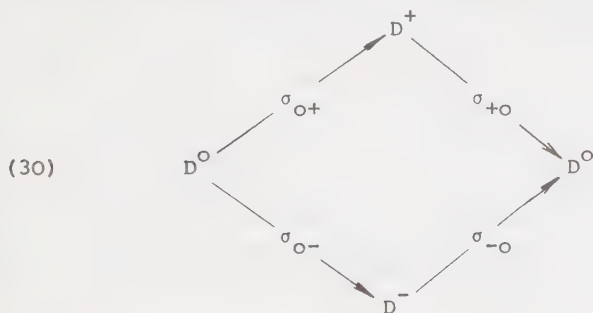


Abbildung 22: Energieabhängigkeit des Maximums der vom Argondruck abhängigen Intensitätsverteilung (Abbs. 21) negativer Ionen aus metastabilen Atomen

III.4.2. Der Ionenstrom aus Grundzustandsatomen

Bei der Erzeugung der metastabilen Atome und durch Quenchen entstehen Atome im Grundzustand, die mit Argon ebenfalls Ladungs austauschreaktionen machen können. Dabei spielt sich das folgende Reaktionsschema ab:



Mit den vier Wirkungsquerschnitten σ_{o+} , σ_{o-} , σ_{+o} , σ_{-o} erhält man folgendes Differentialgleichungssystem:

$$\begin{aligned} \frac{dI_u^o(t)}{dt} &= -I_u^o(t) (\sigma_{o+} + \sigma_{o-}) + I_u^+(t) \sigma_{+o} + I_u^-(t) \sigma_{-o} \\ (31) \quad \frac{dI_u^+(t)}{dt} &= I_u^o(t) \sigma_{o+} - I_u^+(t) \sigma_{+o} \\ \frac{dI_u^-(t)}{dt} &= I_u^o(t) \sigma_{o-} - I_u^-(t) \sigma_{-o} \end{aligned}$$

Die Grundzustandsatome, die durch den "Zerfall" negativer Ionen aus metastabilen Atomen entstehen, werden nicht berücksichtigt, da man annehmen darf, daß ihr Anteil klein ist.

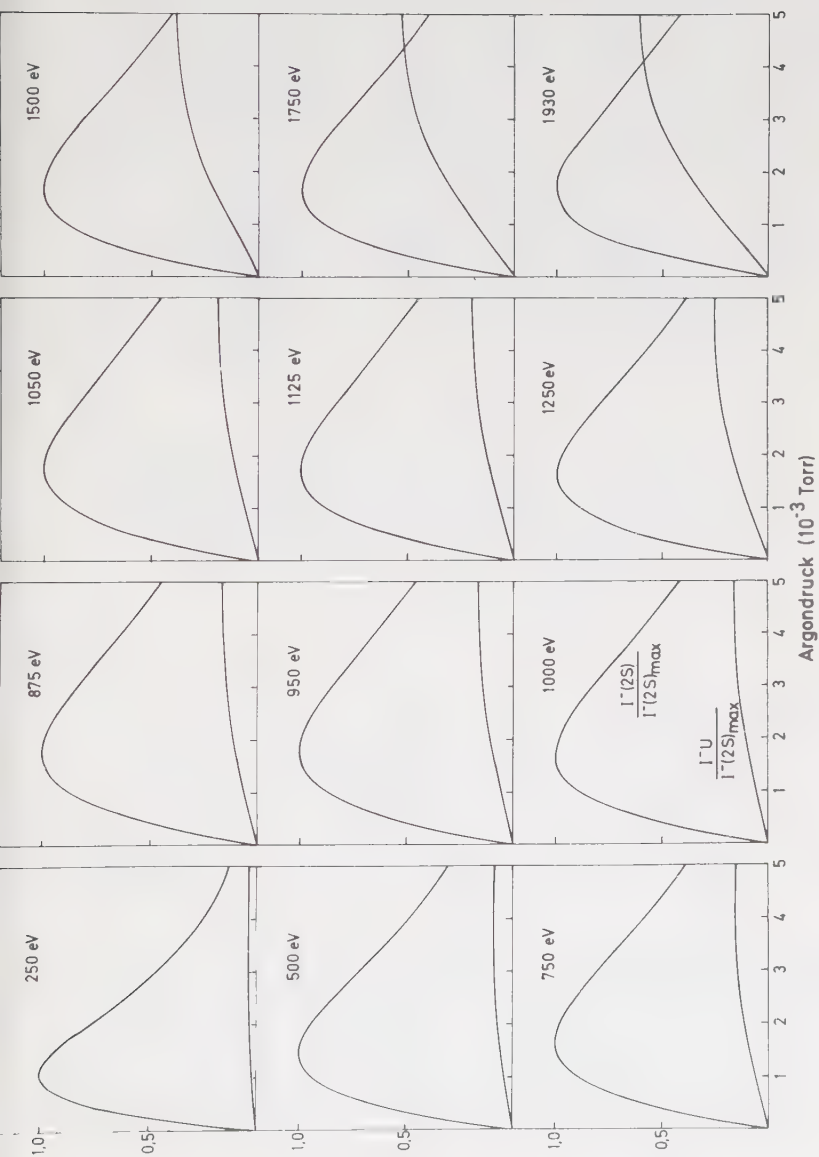
Die Auflösung dieses Systems aus drei gekoppelten Differentialgleichungen 1. Ordnung (Anhang, 3.) nach $I_u^-(t)$ ergibt:

$$(32) \quad I_u^-(t) = c_1 (1 - e^{-c_2 t}) + c_3 (1 - e^{-c_4 t})$$

Das ist eine Überlagerung zweier Funktionen, die mit t dem Sättigungswert $c_1 + c_2$ zustreben. Abbildung 23 zeigt die Untergrundintensität I_u^- als Funktion des Argondrucks für Energien von 250 eV bis 1930 eV. Die Kurven sind wieder normiert auf das Maximum der jeweiligen $I_u^-(2S)$ -Intensität. I_u^- zeigt das geforderte Sättigungsverhalten und ein rapides Zunehmen mit der Energie. In Abbildung 24 sind die Intensitäten aus metastabilen Atomen zusammen mit der Untergrundintensität als Funktion des Argondrucks aufgetragen.

Abbildung 24:

Legende auf Seite 50



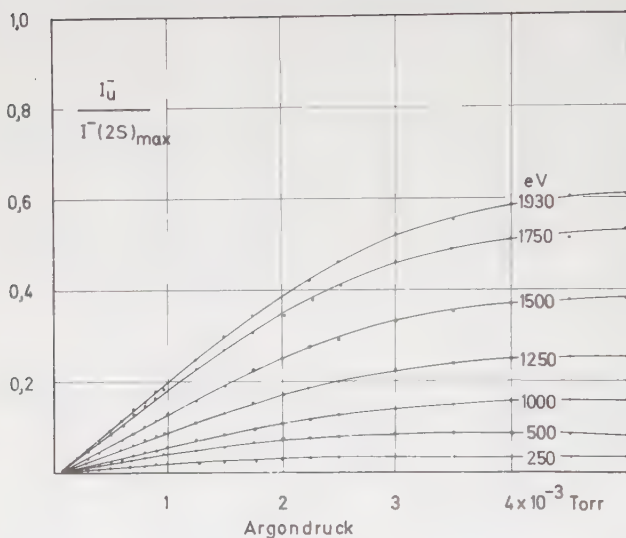


Abbildung 23: Der negative Ionenstrom aus Grundzustandsatome in Abhängigkeit vom Argondruck für verschiedene Energien. Die Kurven sind normiert auf das Maximum der $I_u^-(2S)$ -Intensitätskurven.

III.4.3. Metastabilanteil und Gütemaß $p^2 \cdot I$

Die in Abbildung 24 dargestellten Metastabilintensitäten sind auf die elektrische Feldstärke $E = 0 \text{ V/cm}$ an den Ablenkplatten

Abbildung 24: Die Metastabilintensität I_M^- und die Untergrundintensität I_u^- als Funktion des Argondrucks für den Energiebereich von 250 eV bis 1930 eV. Alle Kurven sind auf das Maximum der jeweiligen Metastabilintensität normiert. Die Metastabilintensitätsverteilung hängt für Energien $> 750 \text{ eV}$ fast nicht mehr von der Energie ab, während die Untergrundintensität mit der Energie stark zunimmt.

bezogen (vergl. Abschnitt III.3.). Diese Intensitäten werden durch unerwünschtes Quenchen um einen von der Energie abhängigen Faktor kleiner, wenn das zum Abtrennen der geladenen Teilchen notwendige Feld angelegt wird. Diejenige elektrische Feldstärke, die geladene Teilchen um die Strecke $a = 20 \text{ mm}$ am Ende der Feldplatten aus der Strahlachse ablenkt, soll als eine typische Feldstärke angenommen werden. Sie erzeugt eine charakteristische Quenchrates, die mit Q^n bezeichnet werden soll. Der Index n wird bei allen Intensitäten, die mit Q^n korrigiert werden, angebracht. Im Strahl verbleibt die Metastabilintensität

$$(33) \quad I^-(2S)^n = I^-(2S) (1 - Q^n),$$

ihr Anteil an der Gesamtintensität I_t^n ist:

$$(34) \quad M^n = \frac{I^-(2S)^n}{I^-(2S)^n + I_u^-}$$

Abbildung 25 zeigt die Intensitäten $I^-(2S)$, I_t^{-n} , I_u^- und den Metastabilanteil M^n als Funktion des Argondrucks. Die Energie der Deuteriumatome beträgt 1000 eV. Der Metastabilanteil nimmt mit dem Argondruck monoton ab, beim Intensitätsmaximum beträgt er 86,5 %.

Der Untergrundanteil des Ionenstroms nimmt mit der Deuteriumenergie zu. Abbildung 26 zeigt den vom Argondruck abhängigen Metastabilanteil für verschiedene Energien zwischen 250 eV und 1750 eV. Der Metastabilanteil nimmt bei jedem Argondruck im

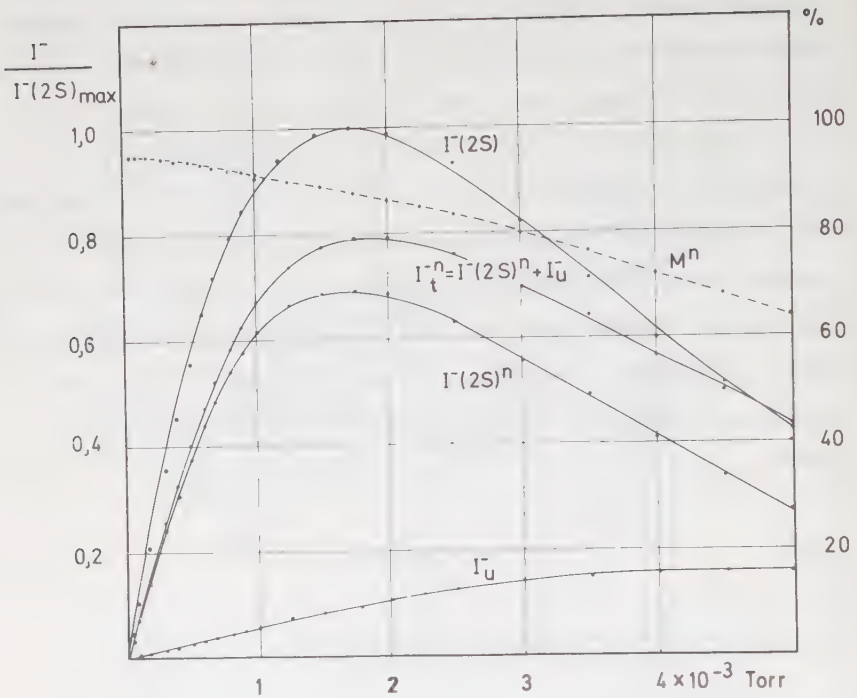


Abbildung 25: Aus den Strömen I_u^{-n} und $I^-(2S)^n$ ergibt sich der Metastabilanteil M^n , der beim Intensitätsmaximum von I_t^{-n} 86,5 % beträgt (Deuteronenenergie = 1000 eV). Die mit dem Index n versehenen Ströme beziehen sich auf eine unerwünschte Quenchrate Q^n , die das elektrische Feld erzeugt, das zu einer Ablenkung der geladenen Teilchen von 20 mm am Feldende notwendig ist (Gleichung 33).

Bereich von 250 eV bis 750 eV ab, bleibt für Energien von 750 eV bis 1000 eV nahezu unverändert und nimmt dann von 1000 eV bis 1750 eV sehr schnell ab.

Bis jetzt sind die aus metastabilen Atomen erzeugten Ionen noch unpolarisiert. Bei Polarisation wird ihre Intensität nochmals

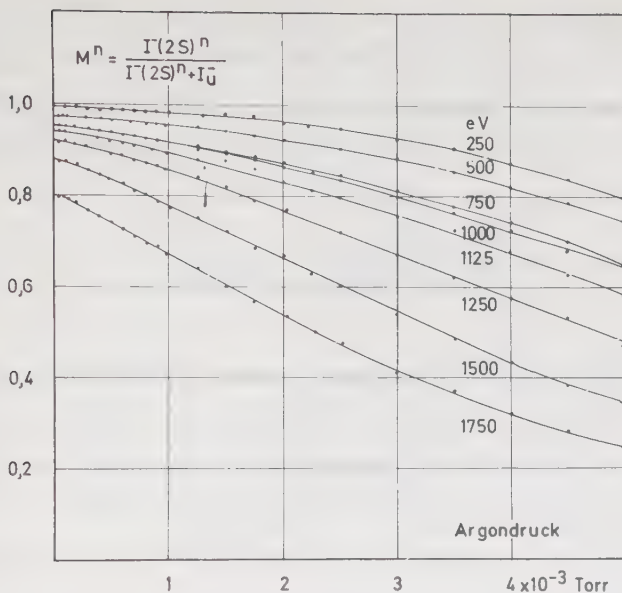


Abbildung 26: Der Metastabilanteil M^n als Funktion des Argondrucks bei verschiedenen Deuteriumenergien

verringert, je nachdem ob man einmal oder zweimal (Sona-Übergang) selektiv quenchet.

$$\begin{aligned}
 I^-(2S)^P &= 1/2 I^-(2S)^n && \text{einmal selektiv quenchet,} \\
 I^-(2S)^S &= 1/3 I^-(2S)^n && \text{zweimal selektiv quenchet} \\
 &&& \text{(im Fall des Sona-Übergangs).}
 \end{aligned}$$

Damit verkleinert sich auch der Metastabilanteil und wird empfindlicher auf Argondruck- und Energieänderungen.

Ein Maß für die Güte eines polarisierten Strahls in Hinblick auf die Anwendung als polarisierte Ionenquelle ist die Größe $P^2 \cdot I^-$.

Der statistische Fehler bei Streuexperimenten mit polarisierten Teilchen ist am kleinsten beim Maximum dieser Größe. Die Polarisation P eines Ionenstrahls, der aus einem polarisierten und einem unpolarisierten Anteil besteht, ist gegeben durch

$$(35) \quad P = \frac{I_{\text{pol}} \cdot P_{\text{ideal}}}{I_{\text{pol}} + I_{\text{unpol}}} = M \cdot P_{\text{ideal}}$$

P_{ideal} kann verschiedene Werte haben, P hängt vom Metastabilanteil ab. Wenn der Metastabilanteil des Strahls die theoretisch höchste Polarisation P_{ideal} hat, hängt die Güte des polarisierten Ionenstrahls einer Lambshiftquelle vom Produkt $M^2 \cdot I_t^-$ ab. In Abbildung 27 und 28 sind für die beiden Fälle einmaliges und zweimaliges selektives Quenchen die Intensitäten $I^-(2S)^{p,s}$, I_u^- , I_t^- , der Metastabilanteil $M^{p,s}$ und das Gütemaß $M^2 \cdot I_t^-$ als Funktion des Argondrucks bei der Energie von 1000 eV aufgetragen. Dabei ist $I^-(2S)^p$ das Meßergebnis $I_{QM}^- - I_{SF}^-$ und $I^-(2S)^s$ der mit diesem Meßergebnis berechnete Wert $2/3(I_{QM}^- - I_{SF}^-)$. In beiden Fällen wird das Maximum des Gütemaß' bei niedrigerem Argondruck erreicht als das Maximum von $I^-(2S)^{p,s}$ und das Maximum der Gesamtintensität I_t^- . Im Maximum beträgt der Metastabilanteil 80 % bei einmaligem selektiven Quenchen und 74 % bei zweimaligem selektiven Quenchen. In beiden Fällen ist der optimale Gasdruck im Argonkanal

$$(1,5 \pm 0,15) \cdot 10^{-3} \text{ Torr},$$

das entspricht einer Argontargetdicke von

$$(1,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-2} \text{ Torr} \cdot \text{cm}.$$

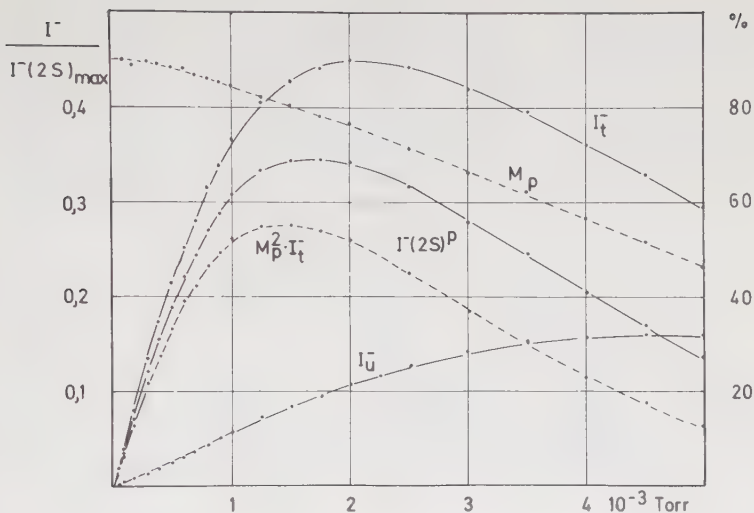


Abbildung 27: Die Abhängigkeit der negativen Ströme I^-_u (aus Grundzustandsatomen), $I^-(2S)^P$ (aus polarisierten metastabilen Atomen), $I^-_t = I^-(2S)^P + I^-_u$, des Metastabilanteils M_p und des Gütemaß' $M_p^2 \cdot I^-_t$ vom Argondruck bei einmaligem selektiven Quenchen (Energie der Deuteriumatome = 1000 eV). Die Intensität $I^-(2S)^P$ ist der Meßwert $I^-_{QM} - I^-_{SF}$.

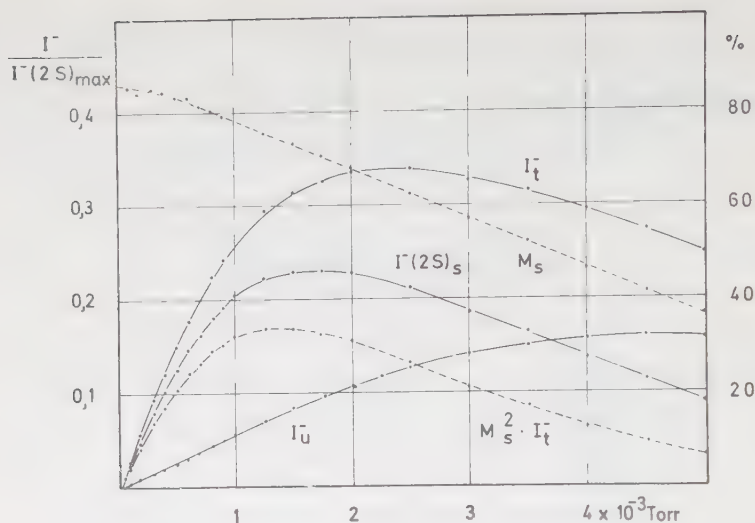


Abbildung 28: Die Abhängigkeit der negativen Ströme I_u^- (aus Grundzustandsatomen), $I^-(2S)^s$ (aus polarisierten metastabilen Atomen), $I_t^- = I^-(2S)^s + I_u^-$, des Metastabilanteils M_p und des Gütemaß $M_s^2 \cdot I_t^-$ vom Argondruck bei zweimaligem selektiven Quenchen im Fall des Sonaübergangs (Energie der Deuteriumatome 1000 eV). Die Intensität $I^-(2S)^s$ wird aus dem Meßwert $(I_{QM}^- - I_{SF}^-)$ berechnet mit der Beziehung $I^-(2S)^s = 2/3(I_{QM}^- - I_{SF}^-)$.

III.5. Abhängigkeit vom Cäsiumdampfdruck

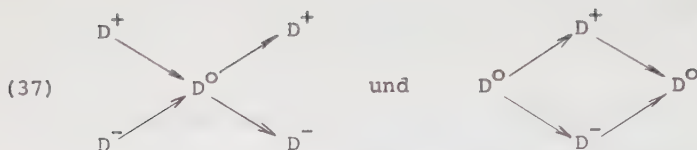
Einem positiven Deuteriumion stehen bei der Reaktion mit Cäsium folgende Reaktionskanäle zur Verfügung:



Der D^0 -Anteil besteht aus Grundzustandsatomen und metastabilen Atomen, der Metastabilanteil hängt vom Cäsiumdampfdruck ab. Bei allen bisherigen Messungen wurde deshalb streng darauf geachtet, daß die Temperatur des Cäsiumkanals und des Cäsiumbehälters gleich und konstant war. Die Cs-Behältertemperatur betrug bei allen Messungen, bei denen sie nicht absichtlich geändert wurde, $(100 \pm 1,5)^\circ\text{C}$.

Metastabile Atome können nach einem zweiten Cäsiumstoß in den Grundzustand übergehen. Für die Erzeugung der metastabilen Atome in Cäsium lassen sich analoge Überlegungen machen wie für die Erzeugung der negativen Ionen in Argon aus metastabilen Atomen. Man erwartet deshalb auch eine Zunahme der metastabilen Atome mit dem Cs-Dampfdruck, ein Maximum und mit weiterer Zunahme des Cäsiumdampfdrucks wieder eine Abnahme der Intensität der metastabilen Atome.

Für die Produktion von Grundzustandsatomen im Cäsium erwartet man ebenfalls einen Anstieg bis zu einem Sättigungswert, der dann erreicht ist, wenn das Reaktionsschema



ins Gleichgewicht gekommen ist.

Abbildung 29 zeigt die Intensität $I_{(2S)}^-$ (proportional zu den metastabilen Atomen) und I_u^- (proportional zu den Grundzustandsatomen) als Funktion des Cäsiumdrucks.

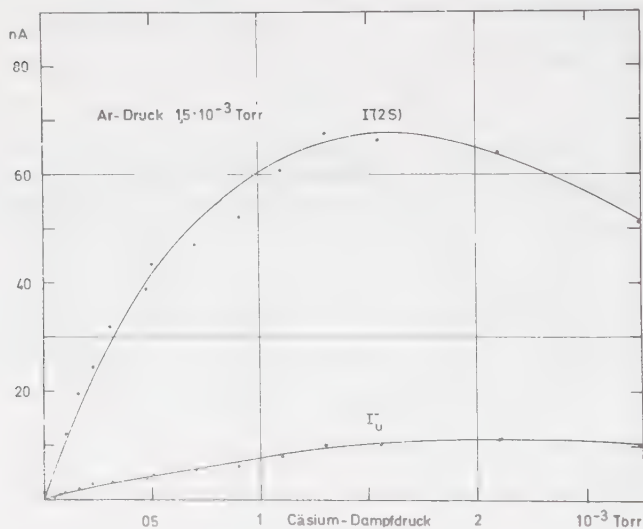


Abbildung 29: Die Metastabilintensität $I_{(2S)}^-$ und die Untergrundintensität I_u^- als Funktion des Cäsiumdampfdrucks bei konstantem Argondruck (Deuteronenenergie = 1000 eV)

Die in Abbildung 29 angegebenen Cäsiumdampfdruckwerte sind nicht sehr zuverlässig. Sie sind über die Cäsiumtemperaturen ermittelt worden, die nur nach langer Einlaufzeit, die zum Temperaturaus-

gleich benötigt wird, genau angegeben werden können. Diese langen Einstellzeiten können bei der Änderung des Cäsiumdampfdrucks nicht eingehalten werden.

III.6. Abhängigkeit von der Energie

In der bisherigen Diskussion der Ströme und Metastabilanteile als Funktion des Argondrucks (bzw. der damit berechenbaren Argontargetdicke) wurde schon auf die Energieabhängigkeit hingewiesen.

Donnally [7] hat die Energieabhängigkeit des Umladeverhältnisses I^-/I^+ der aufeinanderfolgenden Reaktionen $D^+ + Cs \rightarrow D(2S) + Ar \rightarrow D^-$ gemessen und gefunden, daß es ein Maximum bei einer Deuteronenenergie von 1000 eV und bei einer Protonenenergie von 500 eV hat (Abbildung 9). Das Maximum rührt von der Reaktion $D(2S) + Ar \rightarrow D^- + Ar^+$ her, weil die unabhängig davon gemessene Energieabhängigkeit der Reaktion $D^+ + Cs \rightarrow D(2S) + Cs^+$ klein ist [7] (Abschnitt I.5., Abbildung 7).

Aus den Messungen für I^-/I^+ von Donnally konnte jedoch nicht ohne weiteres entnommen werden, bei welcher Energie der negative Ionenstrom $I^-(2S)$ maximal wird. Denn dabei muß die Energieabhängigkeit von I^+ berücksichtigt werden (vergl. Abschnitt III.1.). Deshalb wurde die Energieabhängigkeit des aus metastabilen Atomen herrührenden und des aus Grundzustandsatomen herrührenden negativen Ionenstroms für diese Apparatur gemessen und das Maximum

der Energieabhängigkeit des Gütemaß' $M^2 \cdot I^-$ ermittelt. Dieser Strom negativer Ionen aus metastabilen Atomen wird berechnet aus dem Meßwert $I_{\text{tot}}^- - I_{\text{SF}}^-$ nach Gleichung 18 für den Fall, daß die Feldstärke an den Ablenkplatten 0 V/cm beträgt. Gemessen wurde bei einem Argondruck von $1 \cdot 10^{-3}$ Torr und $1,5 \cdot 10^{-3}$ Torr (Abbildung 30 und 31).

Die Metastabilintensität steigt von 250 eV bis 1000 eV steil an und nimmt von 1300 eV an wieder langsam ab. Der steile Anstieg wird erwartet wegen der Zunahme des positiven Ionenstroms I^+ vor der Umladung mit der Energie (Abschnitt III.1.) und aufgrund der Donnally'schen Messung für I^-/I^+ . Das relativ geringe Abnehmen der Metastabilintensität mit der Energie oberhalb 1300 eV rührt davon her, daß die Abnahme des Umladeverhältnisses I^-/I^+ (Donnally) mit der Energie von der Zunahme von I^+ mit der Energie teilweise kompensiert wird.

Die Zunahme des Untergrundstroms I_u^- mit der Energie rührt von zwei Einflüssen her. Durch die Reaktion $D^+ + Cs \rightarrow D(1S) + Cs^+$ wird der Anteil an Atomen im Grundzustand erhöht, durch die Reaktion $D(1S) + Ar \rightarrow D^- + Ar^+$ werden Grundzustandsatome in negative Ionen umgeladen. Beide Reaktionen werden wahrscheinlicher mit zunehmender Energie.

Bei den Werten von Abbildung 30 und 31 sind die Ströme $I^-(2S)$ auf 0 V/cm zurückgerechnet. Bei realen Bedingungen muß eine von der Energie der Teilchen abhängige elektrische Feldstärke an die Ablenkplatten angelegt werden ¹⁾ (Abschnitt II.5.).

1) Die nach Gleichung 16 berechnete charakteristische Feldstärke E^n stimmt fast immer mit der experimentell erforderlichen Feldstärke überein, die zur Abtrennung der geladenen Strahlanteile notwendig war.

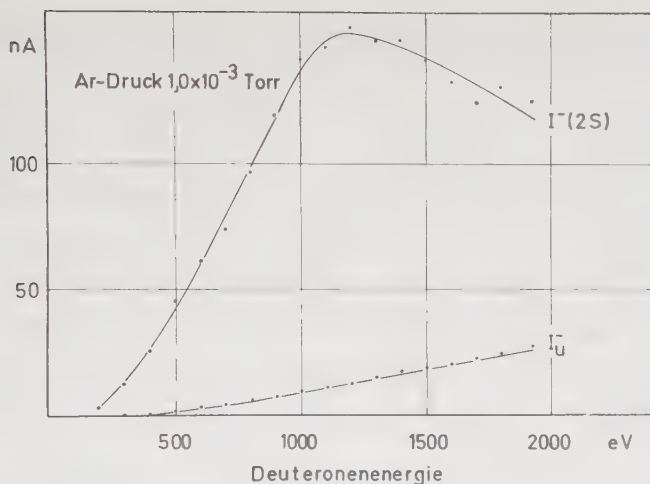


Abbildung 30: Argon-Druck $1,0 \cdot 10^{-3}$ Torr

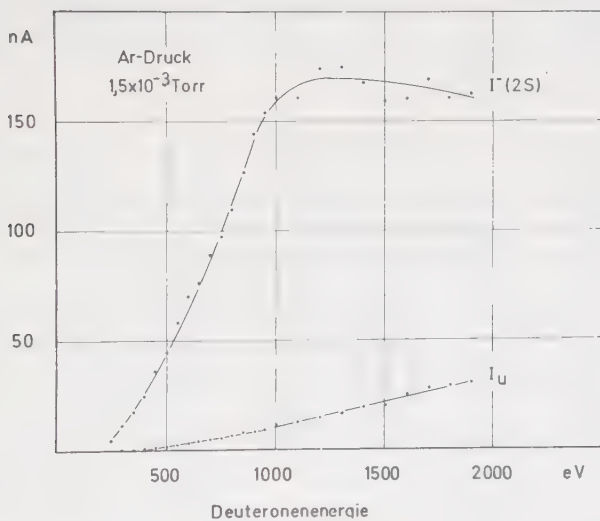


Abbildung 31: Argon-Druck $1,5 \cdot 10^{-3}$ Torr

Der negative Ionenstrom aus metastabilen Atomen $I^-(2S)$ (Meßwert zurückgerechnet für $E = 0$ V/cm) und aus Grundzustandsatomen I_U in Abhängigkeit von der Energie der Deuteronen

Dadurch entsteht eine Quenchrate Q^n (Gleichung 33, Abbildung 17)

In Abbildung 32 und 33 ist $I^-(2S)^n$ zusammen mit I_u^- und dem sich daraus ergebenden Metastabilanteil M^n (berechnet mit Formel 34) als Funktion der Energie aufgetragen. Die eingezeichneten Punkte sind Meßwerte, die nur geringfügig auf die charakteristische Feldstärke umgerechnet werden mußten. M^n nimmt zunächst langsam mit der Energie ab (bis 500 eV), bleibt dann im Energiebereich zwischen 500 eV und 1000 eV, in dem $I^-(2S)^n$ steil ansteigt, nahezu konstant und fällt oberhalb 1000 eV ab. Dieser Verlauf von M^n mit der Energie ist charakteristisch, die Energieabhängigkeit von I^+ wird bei der Berechnung von M^n eliminiert.

Die in Abbildung 32 und 33 dargestellten Messungen wurden mit größerer Genauigkeit durchgeführt als eine ähnliche Messung von Brückmann et al. [32].

Das Gütemaß $M^2 \cdot I_t^-$ ist zusammen mit M in Abhängigkeit von der Energie in Abbildung 34 und 35 aufgetragen. Die gemessenen Werte sind für die vorliegende Apparatur durch Kreuze wiedergegeben. Aus den Meßwerten kann man das Gütemaß und M für den Fall eines eingebauten Sona-Übergangs berechnen (Punkte und Ringe). Die Meßwerte und die daraus berechneten Werte sind auf ihr Maximum normiert (über die Absolutwerte vergl. III.9.). Bei 1000 eV ist das Produkt $M^2 \cdot I^-$ in beiden Fällen maximal. Das bedeutet, daß die hier untersuchte Quelle für D^- -Ionen mit 1000 eV und für H^- -Ionen mit 500 eV betrieben werden muß. Die charakteristische Struktur der Energieabhängigkeit von M ist in den beiden Abbildungen 34 und 35 noch deutlicher.

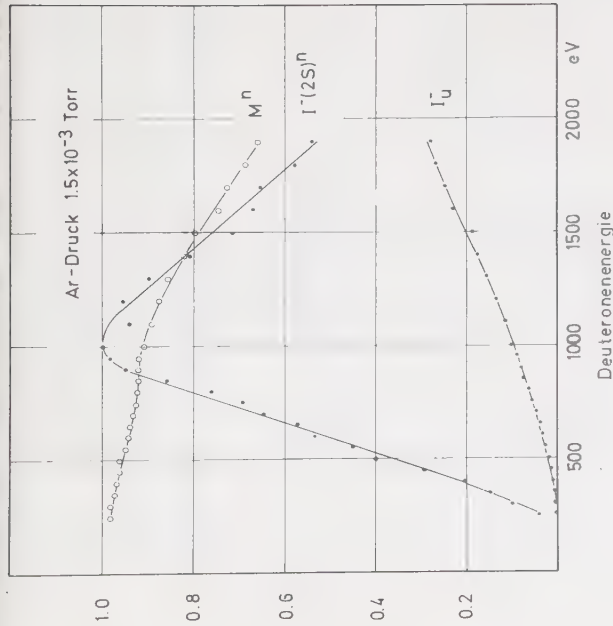


Abbildung 33: Ar-Druck = $1,5 \cdot 10^{-3}$ Torr

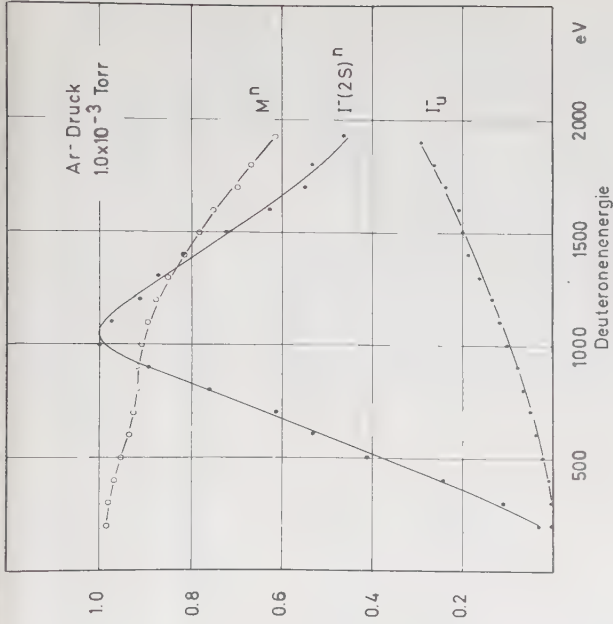


Abbildung 32: Ar-Druck = $1,0 \cdot 10^{-3}$ Torr

Die Abhängigkeit der Ströme $I^-(2S)^n$, I_U^- und des Metastabilanteils M^n von der Energie der Deuteriumatome. $I^-(2S)^n = I^-(2S) \cdot (1-Q^n)$. Dabei ist Q^n die Quenchrate, die das elektrische Feld erzeugt, das die geladenen Teilchen am Ende der Feldplatten um 20 mm abgelenkt hat. Der Verlauf von M^n mit der Energie ist charakteristisch und unabhängig von der Stromstärke I^+ .

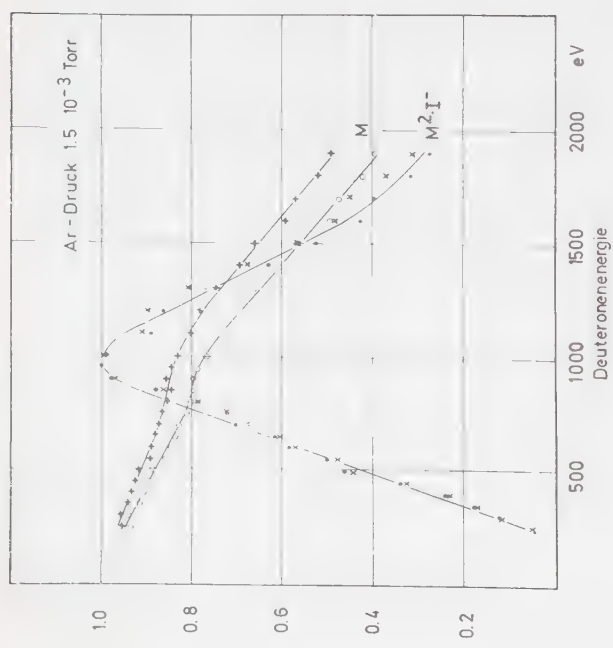


Abbildung 35: Argon-Druck $1,5 \cdot 10^{-3}$ Torr

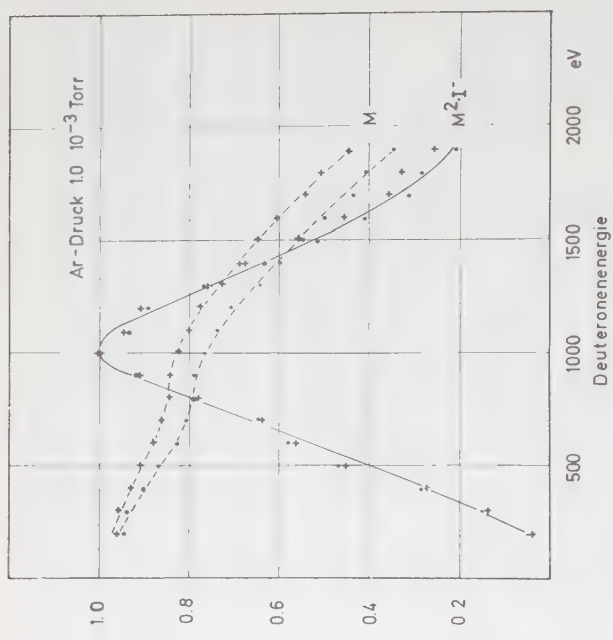


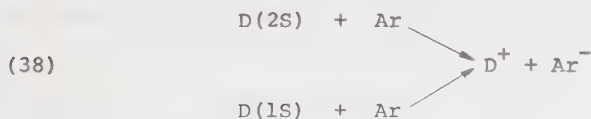
Abbildung 34: Argon-Druck $1,0 \cdot 10^{-3}$ Torr

Das Gütemaß $M^2 \cdot I^-$ und M in Abhängigkeit von der Deuteronenenergie. Die Kreuze sind die mit einmaligem Quenchen gemessenen Werte, die Punkte und Ringe sind daraus für den Fall des Sona-Übergangs berechnet. Die Kurven $M^2 \cdot I^-$ sind auf ihr Maximum normiert. Absolutwerte sind in Abschnitt III.8. angegeben.

In diesem Zusammenhang soll erwähnt werden, daß die Ionenoptik während des Betriebs bei jeder Energie optimallisiert wurde. Bei Energien der positiven Ionen um 1000 eV reicht eine optische Justierung der Ionenoptik allein nicht mehr aus. Das Maximum von $M^2 \cdot I^-$ bei 1000 eV und der Verlauf der Metastabilanteile mit der Energie sind deshalb nicht auf eine für eine Energie zufällig gute Justierung der Apparatur zurückzuführen, sondern entsprechen einer bei allen Energien gleichmäßig guten Justierung.

III.7. Umladung zu positiven Ionen

Obwohl hier eine Quelle zur Erzeugung negativer polarisierter Ionen untersucht wird, wurden auch die Reaktionen



in Abhängigkeit vom Argondruck überprüft. In Abbildung 36 sind die in einem Meßzyklus aufgenommenen Ausbeutekurven für I^- und I^+ dargestellt.

Für die Targetdickenabhängigkeit der positiven Intensität gilt eine der I_M^- -Druckabhängigkeit analoge Gleichung:

$$(39) \quad I_M^+(t) = \frac{p^+}{\sigma_{+0} - k} I_M^0(0) \cdot (e^{-kt} - e^{-\sigma_{+0}t})$$

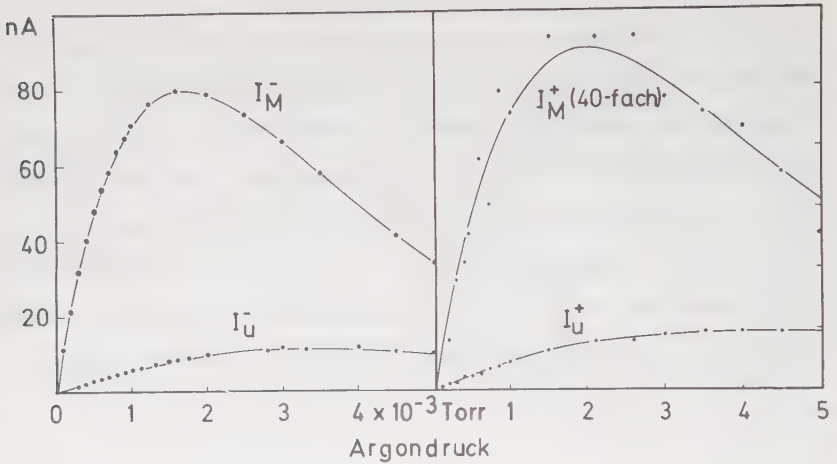


Abbildung 36: $I_M^-(2S)$ und $I_M^+(2S)$ sowie I_U^- und I_U^+ als Funktion des Argondrucks bei der Deuteronenenergie von 1000 eV

Die Form der in Abbildung 36 dargestellten Kurven für I_M^- und I_M^+ ist fast identisch, sie wird durch die Wirkungsquerschnitte k und σ_{-O} bzw. σ_{+O} bestimmt (σ_{+O} ist der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $D^+ + Ar \rightarrow D^O + Ar^+$). Aus der Ähnlichkeit der I_M^- - und I_M^+ -Kurven kann man schließen, daß die beiden Wirkungsquerschnitte σ_{-O} und σ_{+O} etwa gleich groß sind. Die Anfangssteigung der I_M^- und I_M^+ -Kurven kann aus Gleichung 28 und 39 berechnet werden. Sie ist $p^- I_M^O(0)$ und $p^+ I_M^O(0)$. Da sichergestellt ist, daß während der Messung $I_M^O(0)$ konstant war, ist ein Vergleich von p^- und p^+ möglich. Aus den Anfangssteigungen der gemessenen Kurven erhält man:

$$p^-/p^+ \approx 50 \quad (\text{für } W_D = 1000 \text{ eV})$$

Wenn man annimmt, daß der Anstieg der Untergrundintensitäten I_u^- und I_u^+ proportional zu σ_{O-} und σ_{O+} ist, erhält man auch das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte

$$\sigma_{O-}/\sigma_{O+} \approx 0,7 \quad (\text{für } W_D = 1000 \text{ eV}).$$

Brückmann et al. [33], die positive polarisierte Ionen beschleunigen wollen, haben in H_2 , D_2 und He anstelle von Argon Reaktionspartner gefunden, die bei 1000 eV eine höhere Ausbeute für eine Umladung $D(2S) \rightarrow H^+$ haben.

III.8. Die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte k und σ_{-O}

Durch Anpassung der Parameter k und σ_{-O} in Gleichung (28) können die Ausbeutekurven $I^-(2S) = f(p_{Ar})$ der verschiedenen Energien erklärt werden.

Obwohl jede der in Abbildung 24 dargestellten Ausbeutekurven durch eine große Anzahl von Meßpunkten (20 - 25 pro Kurve), die alle sehr gut liegen, gewonnen wurde, sind k und σ_{-O} nicht mit den auffallenden Eigenschaften der Funktion (28) (Maximum und Wendepunkt) bestimmbar. Im Anhang wird gezeigt (Abschnitt IV.1.1.), mit welchen Schwierigkeiten die direkte Bestimmung verbunden ist.

Es wurde deshalb eine maschinelle Anpassung von k und σ_{-O} vorgenommen, für die ein vorhandenes, für den Rechner des Insti-

tuts (PDP-7 der Digital Equipment Corporation) geschriebenes Fitprogramm nach kleinen Änderungen benutzt wurde. Dabei mußten Annahmen über die Druckverteilung im Argonkanal gemacht werden (siehe Abschnitt IV.1.3.).

In Abbildung 39 sind die gefitteten Kurven und die Meßwerte für drei verschiedene Energien dargestellt.

Als Ergebnis erhält man die Wirkungsquerschnitte k und σ_{-O} , die in Abbildung 40 und 41 als Funktion der Energie aufgetragen sind. Die eingezeichneten Fehler sind auf die Unsicherheit zurückzuführen, mit der die Targetdicke in Abhängigkeit von p_O in der komplizierten Argonkanalgeometrie bestimmbar ist. Die bei 1000 eV eingezeichneten Kreise sind die Wirkungsquerschnitte k und σ_{-O} , die Brückmann und Friedrich [14,31] durch Analyse ihrer Ausbeutekurven berechnet haben.

Die Wirkungsquerschnitte σ_{-O} und k nehmen bei Energien von 250 eV bis 750 eV etwa auf die Hälfte ab und bleiben bis 1750 eV nahezu konstant. k ist im gesamten Bereich etwa doppelt so groß wie σ_{-O} . Die Werte für σ_{-O} bewegen sich zwischen 0,75 und $1,5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$.

III.9. Erreichbare Ionenströme

Die erreichbaren negativen Ionenströme I_{QM}^- (mit eingeschaltetem Polarisiermagnet) hängen nach Optimalisierung von Cs-Dampfdruck und Argondruck von der Stromstärke des niederenergetischen po-

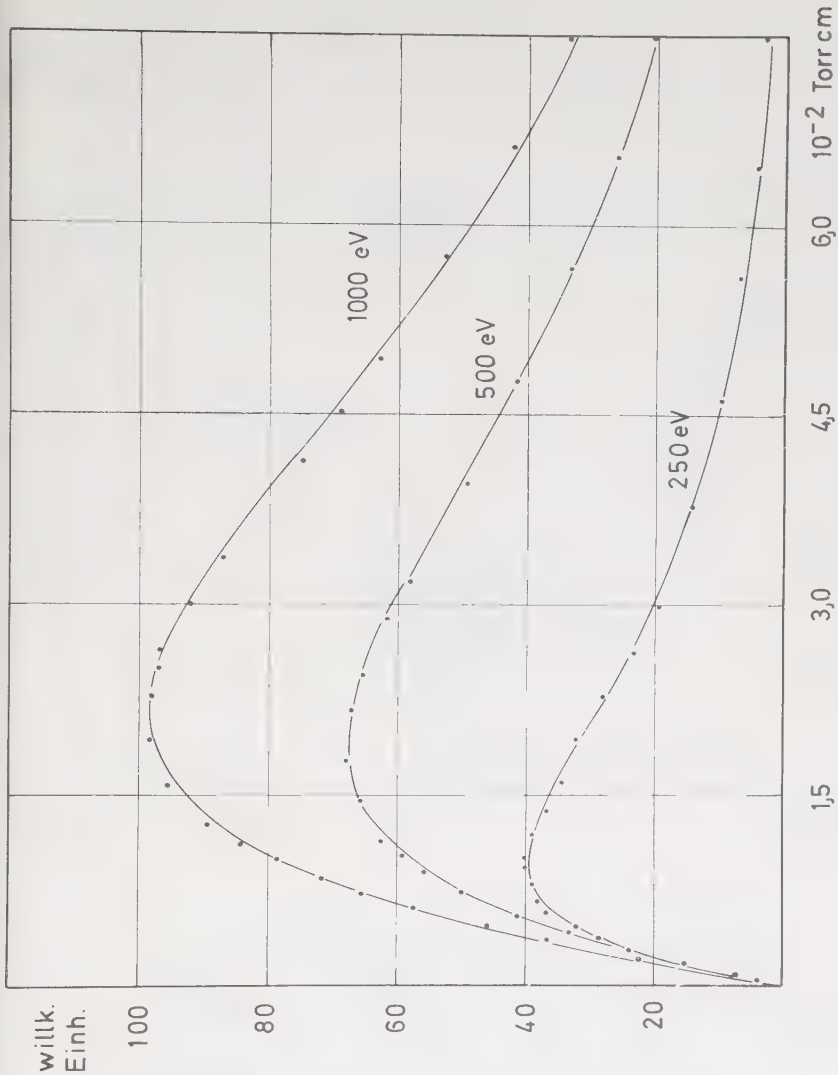


Abbildung 39: Die aus metastabilen Atomen umgeladenen negativen Stromstärken sind als Funktion der Targetdicke für drei verschiedene Energien im Argonkanal aufgetragen. Dabei ist berücksichtigt, daß die Targetdicke nicht linear mit dem Druck in der Argonkanalmitte zusammenhängt. Die eingezeichnete Kurve ist ein Fit nach Gleichung (28) der Meßwerte (Punkte).

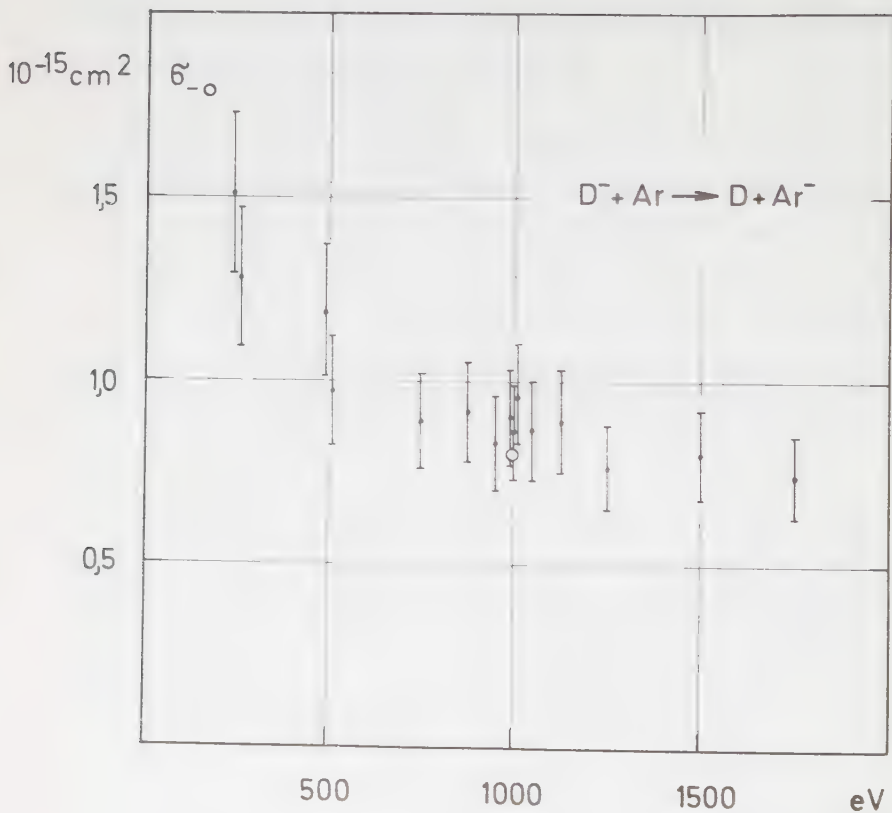


Abbildung 40: Der Wirkungsquerschnitt σ_o der Reaktion $D^- + Ar \rightarrow D + Ar^-$ für D^- -Energien von 250 eV bis 1750 eV. Als Kreis ist der Wert von Friedrich [31] eingezeichnet, der mit der gleichen Methode ermittelt wurde. Die Fehler werden von der Unsicherheit, mit der die Argontargetdicke bestimmbar ist, verursacht.

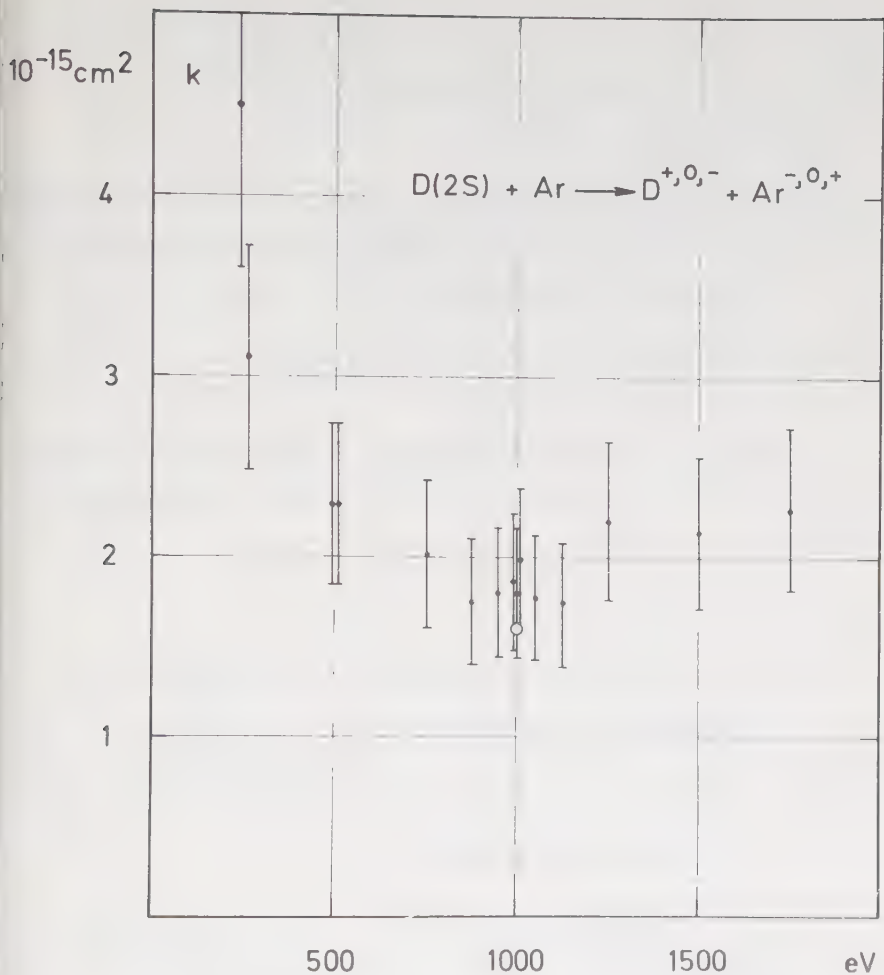


Abbildung 41: Der Wirkungsquerschnitt k der Reaktionen $D(2S) + Ar \rightarrow D^{+,O,-} + Ar^{-,O,+}$ für $D(2S)$ -Energien von 250 eV bis 1750 eV. Als Kreis ist der von Friedrich [31] mit der gleichen Methode ermittelte Wert eingezeichnet. Die Fehler werden von der Unsicherheit, mit der die Argontargetdicke bestimmbar ist, verursacht.

positiven Teilchenstrahls ab. Diese wird von den Betriebsbedingungen des Duoplasmatrons (siehe Abschnitt II.2.) und von der Ionenoptik zur Erzeugung des niederenergetischen positiven Strahls bestimmt.

Im Dauerbetrieb kann mit der in Abschnitt II beschriebenen Apparatur zur Zeit nach einmaligem Quenchen eine Stromstärke von 100 nA mit einem Metastabilanteil von 80 % erreicht werden; kurzzeitig sind Stromstärken bis zu 125 nA möglich. Das entspricht am Quellenausgang einem $P^2 \cdot I^-$ -Wert von ca. 6 nA.

Bei Einbau eines Sona-Übergangs erwartet man bei diesen Bedingungen ein $P^2 \cdot I^-$ von etwa 36 nA für Deuteronen am Ausgang der Quelle.

Eine Stromerhöhung kann erreicht werden:

1. Durch eine Erhöhung des Bogenstroms im Duoplasmatron, die durch Vergrößerung der Anodenöffnung auf 0.8 mm Ø möglich ist, weil die wegkühlbare Bogenleistung dann größer ist. Wegen des erhöhten Gasanfalls muß die Pumpleistung in Raum I (Duoplasmatron + Ionenoptik) erhöht werden.
2. Durch eine Ionenoptik, die besser an das Akzeptanzdiagramm des Cs-Kanals angepaßt ist. Eine Verbesserung ließe sich durch Erhöhung der Ziehspannung und durch Einbau einer Feinjustiermöglichkeit für die Ziehelektrode erreichen.
3. Durch einen kompakten Aufbau, in dem nicht unbedingt benötigter Raum zwischen Cäsiumkanal und Argonkanal vermieden wird.

Mit diesen Verbesserungen sollten Intensitäten des pol. negativen Ionenstroms von 200 - 250 nA möglich sein. Da der Strahl eine sehr gute Emittanz hat (rechnerisch ergibt sich am Ausgang des Argonkanals ein Wert von $0,9 \text{ cm rad eV}^{1/2} = 0,9 \text{ p}$ [32], ist die Apparatur geeignet, als Quelle für polarisierte Ionen für den Erlanger Tandembeschleuniger verwendet zu werden.

IV. ANHANG

IV.1. Bestimmung von k und σ_{-0}

IV.1.1. Eigenschaften der Funktion (28)

Die Funktion (28) hat ein Maximum bei

$$(40) \quad t_m = \frac{1}{k - \sigma_{-0}} \ln k / \sigma_{-0}$$

und einen Wendepunkt bei $t_w = 2 t_m$ (t_m soll jetzt mit m und t_w mit w benannt werden). (40) ergibt den in Abbildung 37 dargestellten Zusammenhang zwischen k und σ_{-0} .

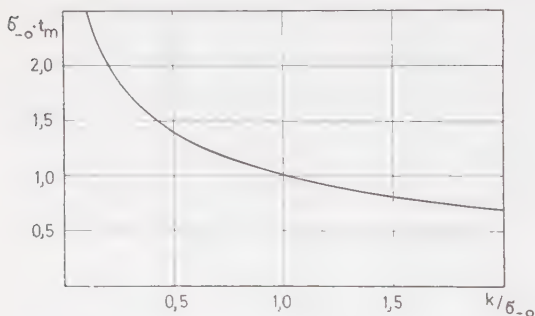


Abbildung 37:

Der Zusammenhang zwischen σ_{-0} und k , den man aus dem Ort des Maximums (bei t_m) der Gleichung (28) erhält (Gleichung 40)

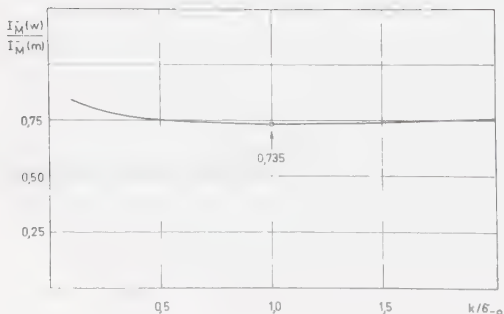


Abbildung 38:

Die Abhängigkeit des Verhältnisses I_u (Wendepunkt) / I_u (Maximum) vom Verhältnis k/σ_{-0} . Dabei ist der Zusammenhang zwischen k und σ_{-0} nach Gleichung (40) berücksichtigt.

$I_M^-(w)/I_M^-(m)$ durchläuft bei $k = \sigma_{-0}$ ein Minimum von $2e^{-1}$

Das Verhältnis der Funktionwerte bei m und w ergibt:

$$(41) \quad \frac{I_M^-(w)}{I_M^-(m)} = e^{-km} + e^{-\sigma_{-0}m}$$

Wenn man den durch Gleichung (40) gegebenen Zusammenhang zwischen k und σ_{-0} berücksichtigt, ergibt das Verhältnis $I_M^-(w)/I_M^-(m)$ als Funktion von k/σ_{-0} den in Abbildung 38 dargestellten Verlauf. Von $k/\sigma_{-0} = 0,5$ an ändert sich $I_M^-(w)/I_M^-(m)$ nur noch sehr langsam. Die Werte, die das Intensitätsverhältnis von Maximum und Wendepunkt einnehmen kann, sind auf den Bereich

$$(42) \quad 1 \geq \frac{I_M^-(w)}{I_M^-(m)} \geq 2e^{-1}$$

beschränkt. Zu jedem Verhältnis $I_M^-(w)/I_M^-(m)$, das innerhalb dieses Bereichs liegt, gibt es zwei Verhältnisse $(k/\sigma_{-0})^1$ und $(k/\sigma_{-0})^2$, die Gleichung (41) erfüllen. Es gilt der Zusammenhang

$$(43) \quad k^1 = \sigma_{-0}^2 \quad \text{und} \quad \sigma_{-0}^1 = k^2,$$

d.h. k und σ_{-0} sind miteinander vertauschbar. Für alle $\sigma_{-0} < 1/m$ sind alle zugehörigen $k > 1/m$, für $\sigma_{-0} = k = 1/m$ wird aus (28):

$$(44) \quad I_t^-(t) = p_m^- I_M^O(0) e^{-t/m}$$

Nach diesen Überlegungen war es zunächst naheliegend, die Wirkungsquerschnitte k und σ_{-0} aus dem Maximum und dem Intensitätsverhältnis von Maximum und Wendepunkt der $I^-(2S)$ -Kurven mit

Hilfe von Abbildung 38 zu bestimmen. Eindeutige Aussagen für k/σ_{-0} lassen sich aus den Verhältnissen $I^-(w)/I^-(m)$ nur dann machen, wenn es mit Sicherheit größer ist als 0,75 und wenn der Wendepunkt unabhängig vom Maximum genau bestimmt werden kann. Die Bestimmung des Wendepunktes ist nicht zuverlässig, es ergeben sich $I^-(w)/I^-(m)$ -Verhältnisse von $\lesssim 2e^{-1}$, so daß mit Hilfe von Abbildung 38 keine zuverlässige Aussage über das Verhältnis k/σ_{-0} gemacht werden kann. Der maschinelle Fit der unkorrigierten Meßwerte ergab in allen Fällen $k = \sigma_{-0} \cdot \chi^2$ war in jedem Fall zu groß.

Es werden deshalb Fehlerquellen diskutiert, die eine Verfälschung der aus den Meßwerten berechneten Ströme $I^-(2S)$ bzw. ihre Abhängigkeit vom Argondruck hervorrufen konnten.

IV.1.2. Fehlerquellen

1. Die Metastabilintensität $I^-(2S)$ kann wegen einer zu hohen Untergrundintensität I_u^- falsch bestimmt sein. Wie in Abschnitt III.2. dargelegt, ist I_u^- zu groß, weil durch das vollständige Quenchen Grundzustandsatome erzeugt werden, die im $D(1S)/D(2S)$ -Strahlungsgemisch nicht vorhanden sind. Wie groß der Einfluß der zusätzlich gequenchten Untergrundatome ist, kann bestimmt werden, wenn an der Ausbeutekurve mit den kleinsten Untergrundströmen (250 ev) der Wendepunkt m und das Verhältnis $(I^-(2S)_m + I_{u,m}^-) / (I^-(2S)_w + I_{u,w}^-)$ gebildet wird. Dieses neue

Verhältnis bringt keine Verbesserung für die Bestimmung von k/σ_{-0} der 250 eV-Ausbeutekurve.

2. Bisher war vorausgesetzt, daß zwischen dem Druck in der Argonkanalmitte p_0 und der Targetdicke t ein linearer Zusammenhang besteht. Bei einem Argondruck von $1 - 5 \cdot 10^{-3}$ Torr befindet man sich im Übergangsbereich von Molekular- und Laminarströmung; eine zuverlässige Aussage über die Druckverteilung in der komplizierten Geometrie des Argonkanals kann nicht gemacht werden. Es wird deshalb angenommen, daß die Druckverteilung im Inneren des Argonkanals vom Druck in der Mitte abhängt. Der Zusammenhang zwischen t und p_0 ist dann nicht mehr linear. Im folgenden Abschnitt ist eine von p_0 abhängige Berechnung der Targetdicke beschrieben, die bei der Auswertung der Ausbeutekurven mit der Rechenmaschine angewendet wird.

IV.1.3. Berechnung der Targetdicke t

Die Flächendichte der Argonatome (Targetdicke t) ist durch das folgende Integral gegeben:

$$(45) \quad t = \int_0^1 d(x) dx$$

$d(x)$ ist Anzahl der Argonatome pro Volumen an der Stelle x im Argonkanal der Länge 1. Die Volumendichte der Argonatome hängt linear mit dem Druck p zusammen. Dieses Integral wird umgeformt in:

$$(46) \quad t = p_0 \int_0^1 g(x) dx = p_0 \cdot l \cdot G$$

(Für d wird die Meßgröße p geschrieben.)

G ist ein Gewichtungsfaktor, der von der Druckverteilung im Argonkanal und somit von der Argonkanalgeometrie bestimmt wird.

Beispiele:

In einem an beiden Seiten offenen Rohr im Hochvakuum fällt der Druck von der Rohrmitte ($p = p_0$) zum Rand hin linear ab ($p \ll p_0$). Der Gewichtungsfaktor G ist dann 0,5.

In einem an beiden Seiten geschlossenem Rohr ist der Druck überall gleich groß. Der Gewichtungsfaktor ist dann 1.

Im vorliegenden Fall eines Rohres mit Blenden an beiden Enden liegt G irgendwo zwischen 0,5 und 1. Es wird $G = 0,75$ angenommen. Außerdem wird angenommen, daß die Druckverteilung vom Druck in der Argonkanalmitte abhängt. Deshalb wird für die maschinelle Anpassung der Parameter k und σ_0 ein von p_0 abhängiger Gewichtungsfaktor G angenommen:

$$(47) \quad G = A + \left(\frac{p_0}{p_{0,\max}} - 1 \right) B$$

Dabei ist $A = G_0$ der Gewichtungsfaktor beim Maximaldruck in der Argonkanalmitte.

Ein Maß für die Änderung von $G(p_0)$ ist definiert mit:

$$(48) \quad \Delta = \frac{G_{\max} - G_{\min}}{G_{\max}} = \frac{B}{A}$$

Bei der maschinellen Anpassung von k und σ_0 wurde angestrebt, Δ so klein wie möglich zu halten. Δ betrug in allen Fällen zwischen 0,15 und 0,25.

IV.2. Vorschlag zum Anbau an den Tandembeschleuniger

Zum Anbau an den Tandembeschleuniger sind drei Bedingungen zu erfüllen:

1. Die vorhandene Atomstrahlquelle muß weiterhin benutzbar sein.
2. Die Einschußenergie in den Tandembeschleuniger soll etwa 50 keV betragen.
3. Die Polarisationsrichtung sollte senkrecht zur Strahlrichtung sein.

Als Lösung bietet sich der folgende Vorschlag an:

Die Lambshiftquelle wird mit ihrer Strahlachse etwa 1 m über der Tandemstrahlachse in einem hochspannungsisolierten Gestell aufgebaut. Die beiden Strahlachsen stehen senkrecht zueinander. Dadurch ist später eine magnetische Ablenkung um 90° ohne Beeinflussung der Polarisationsrichtung möglich. Am Ausgang der LSQ wird der Strahl mit einem elektrostatischen Spiegel senkrecht nach unten abgelenkt. Die Polarisationsrichtung bleibt dabei unbeeinflusst und steht jetzt senkrecht zur Tandemstrahlrichtung. Der nach unten abgelenkte Strahl wird auf 50 kV beschleunigt, dann magnetisch um 90° senkrecht zur Polarisationsrichtung abgelenkt und passiert jetzt, bevor er in den Tandem-

beschleuniger eintritt, ionenoptische Elemente und ein Solenoid, das zur Änderung der Polarisationsrichtung notwendig ist. Die folgende Abbildung (42) zeigt skizziert diesen Vorschlag von oben und in Tandemstrahlrichtung gesehen.

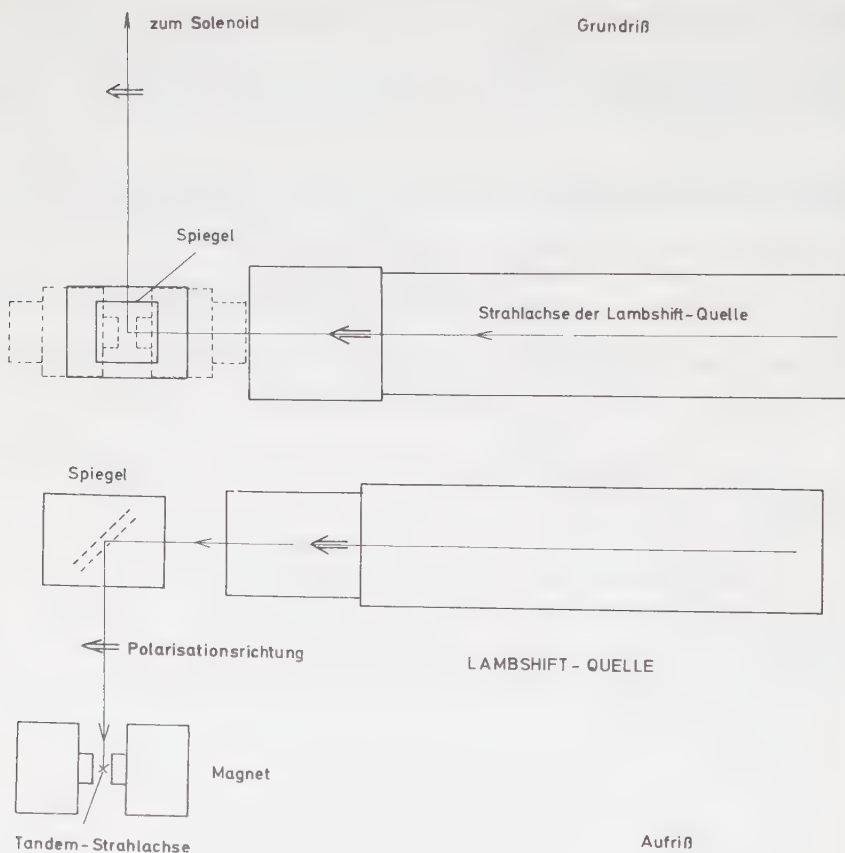


Abbildung 42: Strahlengang des Lambshiftquellenstrahls in die Tandemstrahlachse. Dabei kann das zur Einstellung einer definierten Polarisationsrichtung (z.B. oben und unten) eingebaute Solenoid mit verwendet werden. Der obere Teil der Abbildung zeigt den Strahlengang im Grundriß und der untere in Tandemstrahlrichtung (Aufriß) gesehen.

IV.3. Das Differentialgleichungssystem für die Untergrund- intensität

Die im Dgl.-System (31) vorkommenden Größen sollen umbenannt werden:

$$\begin{array}{llll} N^0 = x & N^+ = y & N^- = z & d/dt = \cdot \\ \sigma_{0+} = a & \sigma_{0-} = b & \sigma_{+0} = c & \sigma_{-0} = d \end{array}$$

Dann sieht das Dgl.-System folgendermaßen aus:

$$\begin{array}{lcl} \dot{x} = - (a + b) x + cy + dz \\ \text{(IV-1)} \quad \dot{y} = & ax - cy & \\ \dot{z} = & bx & - dz \end{array}$$

Die Anfangsbedingungen sind:

$$\text{(IV-2)} \quad x(0) = x_0 \quad y(0) = 0 \quad z(0) = 0$$

Im Endgleichgewicht gilt:

$$\text{(IV-3)} \quad \dot{x}(\infty) = 0 \quad \dot{y}(\infty) = 0 \quad \dot{z}(\infty) = 0$$

Wegen der Teilchenerhaltung gilt:

$$\text{(IV-4)} \quad \dot{x} + \dot{y} + \dot{z} = 0 \quad \text{und} \quad x + y + z = x_0$$

Wenn man jetzt setzt:

$$\begin{array}{lcl} \text{(IV-5)} & a + b + c + d = A & \text{und} \\ & ad + bc + cd & = B, \end{array}$$

dann ergeben sich drei identische Differentialgleichungen für x , y und z :

$$\begin{aligned} \ddot{x} + A \dot{x} + B x &= 0 \\ \text{(IV-6)} \quad \ddot{y} + A \dot{y} + B y &= 0 \\ \ddot{z} + A \dot{z} + B z &= 0 \end{aligned}$$

Die hier interessierende Differentialgleichung hat als erste Lösung:

$$\text{(IV-7)} \quad \ddot{z} + A \dot{z} + B z = C_1$$

Mit den Randbedingungen erhält man $C_1 = b c x_0$. Die Differentialgleichung (IV-7) hat als spezielle Lösung:

$$\text{(IV-8)} \quad z = \frac{C_1}{B} = z_\infty$$

Zusammen mit der Lösung der homogenen Gleichung erhält man als allgemeine Lösung:

$$\text{(IV-9)} \quad z(t) = \frac{C_1}{B} + C_2 \exp\left(-\frac{A-\lambda}{2} t\right) + C_3 \exp\left(-\frac{A+\lambda}{2} t\right)$$

Das kann umgeformt werden in:

$$\text{(IV-10)} \quad z(t) = e_1 \left(1 - \exp\left(-\frac{A-\lambda}{2} t\right)\right) + e_2 \left(1 - \exp\left(-\frac{A+\lambda}{2} t\right)\right)$$

Dabei ist:

$$\text{(IV-11)} \quad e_{1,2} = \frac{bx_0}{2B} (c\lambda \pm (Ac - 2B)), \quad \lambda^2 = A^2 - 4B$$

IV.4. Konstanten

Zustand	ΔW (MHz)	H_C (Oe)	g_J	g_I
H(1S _{1/2})	1420,406	507,591	2,00229	$1,521 \cdot 10^{-3}$
H(2S _{1/2})	177,554	63,450	2,00229	$1,521 \cdot 10^{-3}$
H(2P _{1/2})	59,190	63,796	0,66589	$1,521 \cdot 10^{-3}$
D(1S _{1/2})	327,384	116,842	2,00229	$0,467 \cdot 10^{-3}$
D(2S _{1/2})	40,924	14,605	2,00229	$0,467 \cdot 10^{-3}$
D(2P _{1/2})	13,640	14,644	0,66589	$0,467 \cdot 10^{-3}$

$$H_C = \frac{\Delta W}{(g_J - g_I) \mu_B}$$

$$x = H/H_C$$



- [15] T.B. Clegg, G.R. Plattner, L.G. Keller, W. Haeberli,
Nucl. Instr. Methods 57 (1967) 167
- [16] P.G. Sona, Energia Nucleare 14 (1967) 295
- [17] J.L. McKibben, G.P. Lawrence, G.G. Ohlsen,
Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 1180
- [18] H.A. Bethe, E.E. Salpeter, Handbuch der Physik 35 (1957) 88
- [19] G. Breit, I.I. Rabi, Phys. Rev. 38 (1931) 2082
- [20] L.J. Goldfarb, Nucl. Phys. 7 (1958) 622
- [21] H. Rudin, H.R. Striebel, E. Baumgartner, L. Brown,
P. Huber, Helv. Phys. Acta 34 (1961) 58
- [22] B.A. Zon, L.P. Rapport, ZhETF Pis'ma 7 (1968) 70
- [22a] R.T. Robiscoe, B.L. Coseus, Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 69
- [22b] R.T. Robiscoe, Phys. Rev. 138 A (1965) 22
- [23] G. Clausnitzer, Z. Phys. 153 (1956) 609
- [24] G. Clausnitzer, Nucl. Instr. Methods 23 (1963) 309
- [25] T.B. Clegg, G.R. Plattner, W. Haeberli,
Nucl. Instr. Methods 62 (1968) 343
- [26] V. Bechtold, Diplomarbeit Karlsruhe (1969), unver-
öffentlicht
- [27] J.B. Hasted, Physics of atomic collisions,
London Butterworths (1964) 440
- [28] C. Zener, Proc. Roy. Soc. A 137 (1932) 696
- [29] W. Mohr, Diplomarbeit Erlangen
- [30] H. Bohlen, G. Clausnitzer, H. Wilsch,
Z. Phys. 208 (1968) 159
- [31] L. Friedrich, Dissertation Karlsruhe (1968)
- [32] V. Bechtold, H. Brückmann, D. Finken, L. Friedrich,
K. Hamdi, E. Seitz, P. Ziegler, KFK 962 (1969)
- [33] H. Brückmann, D. Finken, L. Friedrich,
Phys. Lett. 29 B (1969) 223



Herrn Professor Dr. R. F l e i s c h m a n n danke ich für die Möglichkeit, an seinem Institut diese Arbeit durchzuführen und für sein stetes, förderndes Interesse an ihrem Fortgang.

Herrn Professor Dr. G. C l a u s n i t z e r bin ich für seine Unterstützung sowie für die vielen Diskussionen und wertvollen Ratschläge zu besonderem Dank verpflichtet.

Herrn cand. phys. W. M o h r danke ich für seine Mithilfe beim Aufbau der Apparatur und Herrn Dr. J. W i t t e für Diskussionen zur mathematischen Behandlung der Umladereaktionen und für die Überlassung seines "Datfit"-Programms.

Den Mitgliedern der mechanischen Werkstatt und ihren Meistern schulde ich Dank für die saubere und präzise Ausführung der zum Aufbau der Apparatur notwendigen Teile.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft und dem Bundesministerium für Wissenschaftliche Forschung danke ich für bereitgestellte Mittel.

Auf Tagungen und bei Besuchen kam es mit den in Karlsruhe an der Lambshift-Quelle tätigen Wissenschaftlern zu wertvollen und förderlichen Diskussionen.



Lebenslauf

Helmut Treiber

geboren am: 19. Mai 1939 in Nürnberg

Eltern: Finanzdirektor Karl Treiber und seine
Ehefrau Frieda Treiber, geb. Lorenz

Familienstand: ledig

Schulen: 1945 - 1950 Volksschule in Nürnberg
1950 - 1959 Wirtschaftsoberrealschule
in Nürnberg

Studium: 1959 - 1966 Studium der Physik an der
Universität Erlangen- Nürnberg

Prüfungen: Juli 1962 Diplom-Vorprüfung in Physik
Februar 1966 Diplom-Hauptprüfung in Physik

Stellungen: seit 1.4.1966 wissenschaftliche Hilfskraft
am I. Physikalischen Institut der Universi-
tät Erlangen- Nürnberg

Erlangen, 30 September 1969





